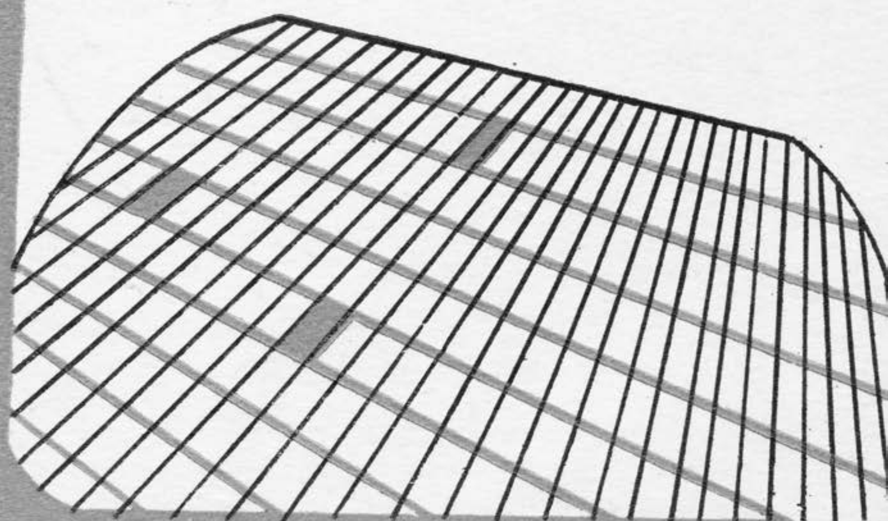
Adrian Rusu

MODELAREA COMPONENTELOR MICROELECTRONICE ACTIVE



EDITURA ACADEMIEI ROMÂNE

Prefață

Dezvoltarea fără precedent a microelectronicii a determinat apariția de componente electronice active din ce în ce mai perfecționate, avînd în vedere atît performanțele electrice cît și micșorarea dimensiunilor și integrarea lor pe scară foarte largă. Ritmul rapid de dezvoltare a tehnicii depășește, de multe ori, ritmul de fundamentare științifică adecvată. Microelectronica pune, însă, și problema devansării laturii științifice și de proiectare amănunțită, precisă, deoarece în acest domeniu al tehnicii, experimentele și încercările trebuie limitate la minimum datorită marilor valori materiale implicate.

Lucrarea de față se ocupă de modele pentru componentele microelectronice active. Nivelul științific de start presupune cunoașterea modelelor fizice fundamentale. Scopul lucrării este de a înregistra progresele și tendințele actuale ale modelării.

Prima parte a lucrării este destinată prezentării sistemului general al ecuațiilor fizicii semiconductoarelor și a principalelor aproximații făcute în cadrul modelelor analitice. Urmează prezentarea principalelor modele folosite în analiza pe calculator a circuitelor integrate cu tranzistoare MOS și cu tranzistoare bipolare. O atenție specială se acordă, într-un capitol separat, modelării fenomenului de străpungere a componentelor active.

Lucrarea se adresează specialiștilor din microelectronică: ingineri, fizicieni, matematicieni, care se ocupă de construcția și proiectarea dispozitivelor semiconductoare și a circuitelor integrate, cadrelor didactice precum și studenților din ultimii ani ai facultăților de profil.

Autorul își exprimă apartenența la școala românească de microelectronică condusă cu deosebită competență de prof. dr. doc. ing. Mihai Drăgănescu, membru corespondent al Academiei Române, școală angrenată cu toate forțele pentru dezvoltarea microelectronicii din țara noastră și ale cărei rezultate sînt astăzi referite în multe lucrări de specialitate, cu largă circulație internațională.

Atmosfera de înalt nivel științific, precum și aprecierea eforturilor de a scrie o lucrare științifică, pe care autorul le-a găsit în cadrul Facultății de Electronică și Telecomunicații din Institutul Politehnic București și în cadrul Centrului de Cercetare Științifică și Inginerie Tehnologică pentru Componente Electronice — instituție cu care colaborează de peste 15 ani — au fost condiții favorizante pentru apariția acestei cărți.

AUTORUL

Cuprins

1. INTRODUCERE

A modela înseamnă, în sens larg, a cunoaște. Modelul reprezintă un sistem de cunoștințe despre domeniul considerat. În microelectronică, modelul servește pentru descrierea comportării electrice a dispozitivelor și circuitelor integrate chiar înainte de construcția acestora (simulare). Tipurile de modele care se folosesc în microelectronică sînt prezentate în figura 1.1. Cele mai folosite modele, avînd și cea mai bogată istorie, sînt modelele fizice. În cadrul acestora sînt cunoscute dimensiunile geometrice ale structurii de studiat, distribuția spațială a impurităților și principalele constante de material (rezistivitate, mobilități, permitivitate, timp de viață etc.). Toate aceste date, de intrare în model, formează parametrii constructivi ai structurii. Modelele fizice, bazate pe relațiile fundamentale ale fizicii adaptate domeniului considerat, descriu funcționarea electrică a structurii, sub forma dependenței curent-tensiune-frecvență, $I = I(V,f)$.

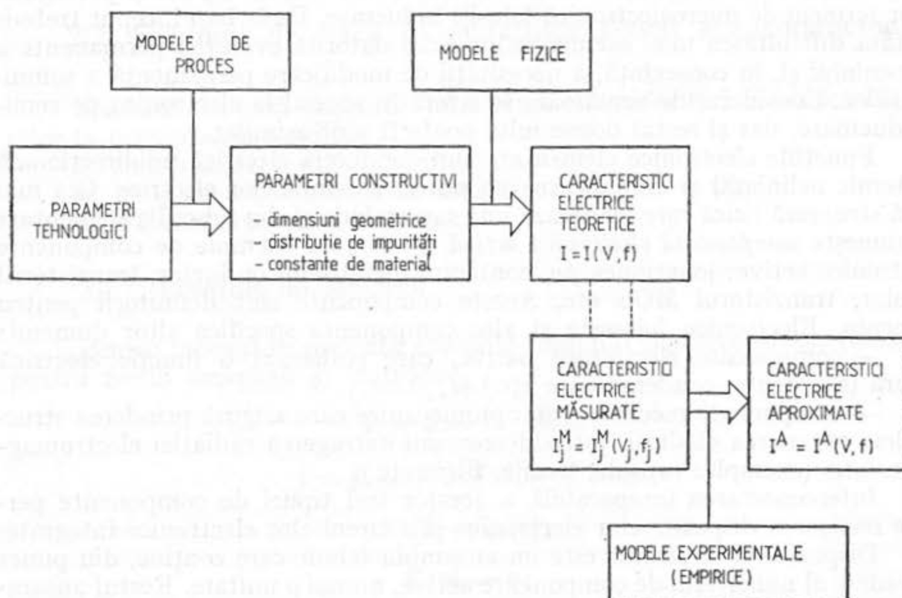


Fig. 1.1. — Definirea principalelor tipuri de modele care se intîlnesc în microelectronică.

În ultimii ani s-a dezvoltat latura modelării proceselor tehnologice. În felul acesta, parametrii constructivi nu se mai determină experimental, ci sînt rezultatul modelului de proces ale cărui mărimi de intrare sînt parametrii

tehnologici: temperaturi şi timpi de proces, coeficienţi de difuzie, energii de accelerare la implantarea ionică etc. Modelul de proces determină astfel o creştere a preciziei modelelor fizice şi oferă soluţii de proiectare a proceselor tehnologice în legătură directă cu performanţele electrice dorite.

Pentru proiectarea circuitelor integrate interesează numai forma exactă, reală, a comportării electrice a componentelor active şi pasive din interiorul lor, fără a interesa natura fenomenelor fizice care au loc în structuri. Modelele folosite în proiectarea circuitelor integrate au fost denumite modele experimentale (empirice). De regulă, aceste modele pleacă de la caracteristicile electrice măsurate $I_j^M = I_j^M(V_j, f_j)$, unde j este numărul de ordine al măsurătorii efectuate, pe care le aproximează cu relaţii matematice adecvate. Deşi, multe din aceste relaţii de aproximare $I^A = I^A(V, f)$ sînt inspirate după forma relaţiilor obţinute de modelele fizice, prin modul de determinare a parametrilor aceştia îşi pierd semnificaţia lor iniţială.

După metodele matematice folosite, modelele sînt: analitice, numerice sau hibride. Tehnica numerică este obligatorie atunci cînd se doreşte rezolvarea exactă, precisă a sistemului ecuaţiilor fizicii semiconductoarelor. Metodele analitice se bazează pe aproximări iniţiale în sistemul de ecuaţii. Fără a fi afectată în mod grav precizia calculelor, metodele analitice au avantajul unor descrieri intuitive ale fenomenelor care au loc şi a dezvăluirii rapide a ponderilor acestora. În plus, metodele analitice cer un timp de calcul mult mai mic decît metodele numerice. Modelele experimentale (empirice) nu pot fi decît analitice. Modelele hibride încearcă să reunească avantajele de precizie ale metodelor numerice cu avantajele de intuiţie şi economie de timp ale metodelor analitice.

Odată cunoscute noţiunile de model şi modelare, se impune şi precizarea unor termeni de microelectronică folosiţi în lucrare. De la bun început trebuie arătată dificultatea unei asemenea încercări datorită evoluţiei permanente a domeniului şi, în consecinţă, a necesităţii de modificare permanentă a semnificaţiilor. Consideraţiile următoare se referă în special la electronica pe semiconductoare, dar şi restul domeniului poate fi uşor asimilat.

Funcţiile electronice elementare sînt conducţia electrică unidirecţională (puternic neliniară) şi amplificarea de putere a semnalelor electrice. Cea mai mică structură fizică care realizează una sau amîndouă din funcţiile elementare se numeşte *componentă electronică activă*. Se pot da exemple de componente electronice active: joncţiunea *pn*, contactul metal-semiconductor, tranzistorul bipolar, tranzistorul MOS etc. Aceste componente sînt definitorii pentru domeniu. Electronica foloseşte şi alte componente specifice altor domenii:

— componente electronice pasive, care realizează o funcţie electrică liniară (rezistenţe, condensatoare etc.) şi;

— componente mecanice sau optomecanice care asigură prinderea structurilor, evacuarea căldurii, introducerea sau extragerea radiaţiei electromagnetice etc. (exemple: capsule, lentile, filtre etc.).

Interconectarea inseparabilă a acestor trei tipuri de componente permite realizarea dispozitivelor electronice şi a circuitelor electronice integrate.

Dispozitivul electronic este un ansamblu tehnic care conţine, din punct de vedere al numărului de componente active, numai o unitate. Restul ansamblului poate conţine cîteva componente pasive (de exemplu, rezistenţe de balastare la tranzistoare de putere sau LED-uri etc.) şi componente mecanice.

Circuitul integrat este un ansamblu tehnic care conţine în mod inseparabil mai multe componente active şi pasive şi, evident, componente mecanice.

Microelectronica este domeniul tehnicii şi ştiinţei care se ocupă cu realizarea dispozitivelor electronice şi a circuitelor electronice integrate.

2. ECUAŢIILE GENERALE ALE FIZICII SEMICONDUCTOARELOR

Studiul comportării electrice a oricărui dispozitiv electronic se face pe baza ecuaţiilor generale ale electrotehnicii — ecuaţiile lui Maxwell — completate cu ecuaţii de material specifice. Faţă de metale, semiconductoarele prezintă următoarele elemente specifice pentru conducţia electrică:

a. două tipuri de purtători de sarcină: electroni din banda de conducţie (descrişi macroscopic de particula fictivă numită, simplu, electron) şi electroni din banda de valenţă (descrişi macroscopic de particula fictivă numită gol);

b. existenţa mai multor tipuri de curenţi de conducţie: de difuzie, termici etc.;

c. variaţia în timp a concentraţiilor purtătorilor de sarcină (fenomene de generare-recombinare).

Pentru studiul acestor fenomene şi a ecuaţiilor aferente se recomandă bibliografia generală [1—7].

2.1. Sistemul de bază al ecuaţiilor fizicii semiconductoarelor

Sistemul de bază cuprinde totalitatea ecuaţiilor fizicii semiconductoarelor în următoarele condiţii:

a. cîmp magnetic exterior nul ($\mathcal{B}_{ext} = 0$);

b. temperatură uniformă în toată structura ($\nabla T = 0$);

c. material omogen şi izotrop.

2.1.1. Ecuaţiile lui Maxwell

Pentru început se prezintă ecuaţiile cîmpului electromagnetic (Maxwell) pentru medii omogene şi izotrope:

$$\nabla \times \vec{\mathcal{E}} = - \partial \vec{\mathcal{B}} / \partial t; \tag{2.1}$$

$$\boldsymbol{j} = \boldsymbol{j}_{cond} + \partial \vec{\mathcal{D}} / \partial t = \nabla \times \vec{\mathcal{H}}; \tag{2.2}$$

$$\nabla \cdot \vec{\mathcal{D}} = \rho_v(\boldsymbol{r}); \tag{2.3}$$

$$\nabla \cdot \vec{\mathcal{B}} = 0; \tag{2.4}$$

$$\vec{\mathcal{B}} = \mu_0 \vec{\mathcal{H}}; \tag{2.5}$$

$$\vec{\mathcal{D}}(\boldsymbol{r}, t) = \int_{-\infty}^{t} \boldsymbol{\varepsilon}(t - t') \cdot \vec{\mathcal{E}}(\boldsymbol{r}, t')\, dt'. \tag{2.6}$$

În sistemul de mai sus s-au notat: $\vec{\mathcal{E}}$ — intensitatea cîmpului electric; $\vec{\mathcal{D}}$ — inducția electrică; $\vec{\mathcal{H}}$ — intensitatea cîmpului magnetic; $\vec{\mathcal{B}}$ — inducția magnetică; μ_0 — permeabilitatea magnetică a vidului; ε — permitivitatea electrică a semiconductorului; $\boldsymbol{j}$ — densitatea curentului total; $\boldsymbol{j}_{cond}$ — densitatea curentului de conducție; ρ_v — densitatea de volum a sarcinii electrice.

Pentru majoritatea cazurilor care exclud situațiile de frecvențe foarte mari, relația (2.6) capătă o formă mai simplă:

$$\vec{\mathcal{D}} = \varepsilon_0 \vec{\mathcal{E}}. \tag{2.7}$$

În absența cîmpului magnetic aplicat din exterior ($\vec{\mathcal{B}}_{ext} = 0$), cîmpul magnetic total ($\vec{\mathcal{B}}$) poate fi neglijat; într-adevăr, la densitățile uzuale de curenți în componentele microelectronice, se poate neglija cîmpul magnetic intern. Consecința acestei neglijări este faptul că se poate defini potențialul electric scalar — notat cu ψ sau u — conform relației:

$$\vec{\mathcal{E}} = -\nabla\psi. \tag{2.8}$$

Neglijarea cîmpului magnetic ($\vec{\mathcal{B}} \approx 0$) nu înseamnă însă și neglijarea densității curentului total ($\boldsymbol{j}$) ceea ce ar reprezenta imposibilitatea calculului oricărui regim de conducție electrică.

Conform celor discutate mai sus, în sistemul de bază pentru ecuațiile semiconductoarelor intervin preponderent numai trei din ecuațiile lui Maxwell:

$$\boldsymbol{j} = \boldsymbol{j}_{cond} + \partial\vec{\mathcal{D}}/\partial t; \tag{2.9}$$

$$\nabla \cdot \vec{\mathcal{D}} = \rho_v(\boldsymbol{r}); \tag{2.10}$$

$$\vec{\mathcal{D}} = \varepsilon\vec{\mathcal{E}}. \tag{2.11}$$

Introducînd relația (2.11) în relațiile (2.9) și (2.10), sistemul de mai sus devine:

$$\boldsymbol{j} = \boldsymbol{j}_{cond} + \varepsilon \cdot \partial\vec{\mathcal{E}}/\partial t; \tag{2.12}$$

$$\nabla \cdot \vec{\mathcal{E}} = \rho_v(\boldsymbol{r})/\varepsilon. \tag{2.13}$$

Relația (2.13), corelată cu (2.8), capătă forma binecunoscută a ecuației lui Poisson pentru potențialul electric

$$\nabla^2\psi = -\rho_v(\boldsymbol{r})/\varepsilon. \tag{2.14}$$

În coordonate corteziene, ecuația lui Poisson se scrie

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = -\frac{\rho_v(x, y, z)}{\varepsilon} \tag{2.15}$$

și reprezintă cea mai importantă ecuație dintre ecuațiile lui Maxwell, aplicabilă semiconductoarelor. Expresia densității de volum a sarcinii electrice într-un semiconductor este

$$\rho_v = q(p - n + N_D^* - N_A^*), \tag{2.16}$$

unde: q este sarcina elementară; p — concentrația de goluri; n — concentrația de electroni; N_D^* — concentrația atomilor donori ionizați; N_A^* — concentrația atomilor acceptori ionizați.

Cea mai utilizată aproximație pentru calculul concentrațiilor N_D^* și N_A^* este aproximația ionizării complete, conform căreia:

$$N_D^* \approx N_D; \quad N_A^* \approx N_A, \tag{2.17}$$

unde N_D este concentrația atomilor de impurități donoare și N_A — concentrația atomilor de impurități acceptoare. În legătură cu această aproximație se poate consulta paragraful 2.2.7.

2.1.2. Ecuațiile curenților de conducție

În cazul presupunerilor sistemului de bază al ecuațiilor fizicii semiconductoarelor, adică $\vec{\mathcal{B}} = 0$ și $\nabla T = 0$, cauzele apariției curenților electrici de conducție sînt cîmpul electric și gradientul concentrațiilor purtătorilor de sarcină. Curenții determinați de cîmpul electric se numesc *curenți de cîmp*, iar curenții determinați de gradientul concentrațiilor de purtători se numesc *curenți de difuzie*.

Aplicarea unui cîmp electric asupra unui semiconductor face ca purtătorii de sarcină să capete o viteză medie (netă) pe direcția cîmpului electric:

$$\boldsymbol{v}_{nc} = -\mu_n \vec{\mathcal{E}}; \tag{2.18}$$

$$\boldsymbol{v}_{pc} = \mu_p \vec{\mathcal{E}}, \tag{2.19}$$

unde $\boldsymbol{v}_{nc}$, $\boldsymbol{v}_{pc}$ sînt vitezele de cîmp (drift) ale electronilor, respectiv golurilor. Coeficienții de proporționalitate, μ_n și μ_p, se numesc mobilitatea electronului, respectiv a golului.

Cunoscute fiind vitezele purtătorilor de sarcină, se poate exprima mărimea densității curenților de cîmp $\boldsymbol{j}_{nc}$ și $\boldsymbol{j}_{pc}$:

$$\boldsymbol{j}_{nc} = -qn\boldsymbol{v}_{nc}; \quad \boldsymbol{j}_{pc} = qp\boldsymbol{v}_{pc}. \tag{2.20}$$

Densitatea curentului de cîmp total este

$$\boldsymbol{j}_c = \boldsymbol{j}_{nc} + \boldsymbol{j}_{pc} = -qn\boldsymbol{v}_{nc} + qp\boldsymbol{v}_{pc} = q(n\mu_n + p\mu_p)\vec{\mathcal{E}} = (1/\rho)\vec{\mathcal{E}}; \tag{2.21}$$

în felul acesta se obține proporționalitatea dintre curentul de cîmp și intensitatea cîmpului electric (legea lui Ohm); rezistivitatea semiconductorului (ρ) este dată de

$$\rho = 1/q(n\mu_n + p\mu_p). \tag{2.22}$$

Curenții de difuzie sînt generați de existența unor concentrații de goluri sau electroni neuniforme în spațiu. Fenomenul de difuzie este descris cantitativ de prima lege a lui Fick, care indică proporționalitatea dintre fluxul de particule ($\boldsymbol{F}$) și gradientul concentrației acestora (ΔC), conform relației

$$\boldsymbol{F} = -D \cdot \nabla C, \tag{2.23}$$

factorul de proporționalitate, D, se numește *coeficient de difuzie*. Aplicînd relația (2.23) pentru electroni ($C = n$) și pentru goluri ($C = p$) se obțin expresiile densităților de curent de difuzie $\boldsymbol{j}_{nd}$, respectiv $\boldsymbol{j}_{pd}$:

$$\boldsymbol{j}_{nd} = -q\boldsymbol{F}_n = qD_n\nabla n; \tag{2.24}$$

$$\boldsymbol{j}_{pd} = q\boldsymbol{F}_p = -qD_n\nabla p. \tag{2.25}$$

Coeficienții de difuzie sînt dependenți de mobilități prin relațiile lui Einstein:

$$D_n = (kT/q)\,\mu_n; \tag{2.26}$$

$$D_p = (kT/q)\,\mu_p. \tag{2.27}$$

O formă generalizată a relațiilor lui Einstein este prezentată în paragraful 2.2.6.

Pentru a scrie densitatea curentului de conducție se ține seama de contribuția electronilor și golurilor, atît prin componentele de cîmp cît și de difuzie:

$$\mathbf{j}_{\text{cond}} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_p; \tag{2.28}$$

$$\mathbf{j}_n = \mathbf{j}_{nc} + \mathbf{j}_{nd} = qn\mu_n\vec{\mathscr{E}} + qD_n\nabla n; \tag{2.29}$$

$$\mathbf{j}_p = \mathbf{j}_{pc} + \mathbf{j}_{pd} = qp\mu_p\vec{\mathscr{E}} - qD_p\nabla p. \tag{2.30}$$

Din motive de analogie cu expresiile curenților de cîmp, se definesc și vitezele purtătorilor de sarcină în procesul de difuzie $\mathbf{v}_{nd}$ și $\mathbf{v}_{pd}$:

$$\mathbf{v}_{nd} = \mathbf{j}_{nd}/(-qn) = -D_n \cdot \nabla n/n; \tag{2.31}$$

$$\mathbf{v}_{pd} = \mathbf{j}_{pd}/qp = -D_p \cdot \nabla p/p. \tag{2.32}$$

Ca urmare, vitezele globale ale purtătorilor, determinate simultan de cîmp și de difuzie, $\mathbf{v}_n$ și $\mathbf{v}_p$, sînt:

$$\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_{nc} + \mathbf{v}_{nd} = \mathbf{j}_n/(-qn); \tag{2.33}$$

$$\mathbf{v}_p = \mathbf{v}_{pc} + \mathbf{v}_{pd} = \mathbf{j}_p/qp. \tag{2.34}$$

Relațiile de mai sus sînt utile în diferite calcule precum: timpi de tranzit, spațiu parcurs în procesul ionizării prin șoc etc., unde contează viteza totală a purtătorilor, indiferent de cauza care o determină.

2.1.3. Ecuațiile de continuitate

Ecuațiile de continuitate descriu viteza de variație în timp a concentrațiilor de purtători. Cauzele variației în timp a concentrațiilor de goluri sau electroni sînt:

a. generarea datorită unor agenți externi (avînd ca efect, de regulă, crearea unor perechi electron-gol);

b. generarea-recombinarea internă;

c. fenomenele de transport (prin prezența curenților de conducție).

Forma ecuațiilor de continuitate este:

$$\partial n/\partial t = G_L - R_n + (1/q)\cdot\nabla\cdot\mathbf{j}_n; \tag{2.35}$$

$$\partial p/\partial t = G_L - R_p - (1/q)\cdot\nabla\cdot\mathbf{j}_p, \tag{2.36}$$

unde G_L este viteza de generare a perechilor electron-gol de către agenți externi și R_n, R_p sînt vitezele nete de recombinare termică (internă) ale electronilor, respectiv golurilor. Expresiile vitezelor R_n și R_p sînt discutate în paragraful 2.2.9.

2.1.4. Sistemul ecuațiilor de bază (Shockley)

Sistemul ecuațiilor de bază, cunoscute și sub denumirea de ecuații Shockley, cuprinde 5 ecuații: două — ecuațiile de curent (2.29), (2.30), două — ecuațiile de continuitate (2.35), (2.36) și una — ecuația lui Poisson (2.13) corelată cu (2.16) și (2.17); acum, se transcriu alăturat, în formă tridimensională:

$$\boldsymbol{j}_n(\boldsymbol{r}, t) = qn(\boldsymbol{r}, t)\,\mu_n(\boldsymbol{r})\cdot\vec{\mathscr{E}}(\boldsymbol{r}, t) + qD_n(\boldsymbol{r})\,\nabla n(\boldsymbol{r}, t); \quad (2.37)$$

$$\boldsymbol{j}_p(\boldsymbol{r}, t) = qp(\boldsymbol{r}, t)\,\mu_p(\boldsymbol{r})\cdot\vec{\mathscr{E}}(\boldsymbol{r}, t) - qD_p(\boldsymbol{r})\,\nabla p(\boldsymbol{r}, t); \quad (2.38)$$

$$\partial n(\boldsymbol{r}, t)/\partial t = G_L(\boldsymbol{r}, t) - R_n(\boldsymbol{r}, t) + (1/q)\,\nabla\cdot\boldsymbol{j}_n(\boldsymbol{r}, t); \quad (2.39)$$

$$\partial p(\boldsymbol{r}, t)/\partial t = G_L(\boldsymbol{r}, t) - R_p(\boldsymbol{r}, t) - (1/q)\,\nabla\cdot\boldsymbol{j}_p(\boldsymbol{r}, t); \quad (2.40)$$

$$\nabla\cdot\vec{\mathscr{E}}(\boldsymbol{r}, t) = (q/\varepsilon)\cdot[p(\boldsymbol{r}, t) - n(\boldsymbol{r}, t) + N_D(\boldsymbol{r}) - N_A(\boldsymbol{r})]. \quad (2.41)$$

Ecuațiile (2.37) ... (2.41) sînt ecuații macroscopice care descriu fenomene mediate peste mai multe distanțe atomice. Pentru dispozitive cu dimensiuni liniare superioare distanței de 0,01 μm (≈20 distanțe atomice), valabilitatea acestor ecuații este asigurată.

Din punct de vedere matematic, relațiile de mai sus formează un sistem de ecuații cu derivate parțiale, neliniare, cuplate. Cuplajul dintre ecuații rezultă din faptul că termenii R_n și R_p depind de concentrațiile de purtători (vezi paragraful 2.2.9), iar ecuațiile curenților conțin mărimile $\vec{\mathscr{E}}$, n și p, la rîndul lor legate de ecuația lui Poisson. Caracterul neliniar rezultă prin dependența de poziție a coeficienților μ_n, μ_p, D_n și D_p (vezi paragrafele 2.2.6 și 2.2.8).

Ca urmare, acest sistem de ecuații poate fi rezolvat riguros numai prin metode numerice. Soluții analitice se pot da numai în condițiile unor aproximații descrise în capitolul 3.

În multe cazuri este suficientă o rezolvare unidimensională, caz în care sistemul de ecuații devine:

$$j_n(x, t) = q\mu_n(x)\,n(x, t)\cdot\mathscr{E}(x, t) + qD_n(x)\cdot\partial n(x, t)/\partial x; \quad (2.42)$$

$$j_p(x, t) = q\mu_p(x)\,p(x, t)\cdot\mathscr{E}(x, t) - qD_p(x)\cdot\partial p(x, t)/\partial x; \quad (2.43)$$

$$\partial n(x, t)/\partial t = G_L(x, t) - R_n(x, t) + (1/q)\cdot\partial j_n(x, t)/\partial x; \quad (2.44)$$

$$\partial p(x, t)/\partial t = G_L(x, t) - R_p(x, t) - (1/q)\cdot\partial j_p(x, t)/\partial x; \quad (2.45)$$

$$\partial\mathscr{E}(x, t)/\partial x = (q/E)\,[p(x, t) - n(x, t) + N_D(x) - N_A(x)]. \quad (2.46)$$

În descrierile de pînă acum a sistemului de bază — indiferent de forma unidimensională sau tridimensională — s-au folosit ca variabile mărimile $\mathscr{E}$, p, n, j_p și j_n. Sistemul poate fi trecut în orice alt set de 5 variabile independente conform relațiilor de mai jos (pentru comoditate s-a ales varianta unidimensională):

$$j_{\text{cond}}(x, t) = j_p(x, t) + j_n(x, t); \quad (2.47)$$

$$j_{\text{depl}}(x, t) = \varepsilon\cdot\partial\mathscr{E}(x, t)/\partial t; \quad (2.48)$$

$$j(t) = j_{\text{cond}}(x, t) + j_{\text{depl}}(x, t); \quad (2.49)$$

$$\mathscr{E}(x,t) = -\partial\psi(x,t)/\partial x; \tag{2.50}$$

$$\Phi_p(x,t) = \psi(x,t) + (kT/q)\ln[p(x,t)/n_i]; \tag{2.51}$$

$$\Phi_n(x,t) = \psi(x,t) - (kT/q)\ln[n(x,t)/n_i], \tag{2.52}$$

unde s-au făcut notațiile: j_{depl} — densitatea curentului de deplasare; Φ_p și Φ_n — cvasinivelele Fermi pentru goluri și, respectiv, electroni. Utilizatorul este liber să-și aleagă variabilele independente ale sistemului în funcție de condițiile la limită folosite și pentru a obține cea mai simplă modalitate de rezolvare a acestuia.

2.1.5. Descrierea sistemului cu variabile normalizate

Utilizarea variabilelor normalizate simplifică mult calculele matematice în timpul rezolvării pe calculator a sistemului de ecuații prin metode numerice. De asemenea, se demonstrează ușor că sistemul de ecuații poate fi redus la un număr de trei ecuații cu trei variabile.

În cele ce urmează se prezintă două metode echivalente care diferă numai prin natura mărimilor de normalizare.

Prima metodă [7, 8] definește un set complet de mărimi de normalizare care corespund unor parametri fundamentali. Conform acestui procedeu se definesc următoarele 5 variabile normalizate și 3 parametri normalizați:

$$P = p/n_i \quad (P_0 = N_A/n_i); \tag{2.53}$$

$$N = n/n_i \quad (N_0 = N_D/n_i); \tag{2.54}$$

$$\vec{\mathscr{F}} = \vec{\mathscr{E}}/(kT/qL_{Di}^*); \tag{2.55}$$

$$\boldsymbol{K}_p = \boldsymbol{j}_p/(qn_iD_0/L_{Di}^*); \tag{2.56}$$

$$\boldsymbol{K}_n = \boldsymbol{j}_n/(qn_iD_0/l_{Di}^*); \tag{2.57}$$

$$\gamma_n = D_n/D_0; \tag{2.58}$$

$$\gamma_p = D_p/D_0; \tag{2.59}$$

$$\mathscr{U} = (R-G)/(D_0n_i/L_{Di}^{*2}). \tag{2.60}$$

Parametrii fundamentali utilizați pentru normalizare sînt: n_i — concentrația intrinsecă de purtători; kT — energia echivalentă termic; q — sarcina elementară și L_{Di}^* — lungimea Debye intrinsecă, dată de

$$L_{Di}^* = \sqrt{\varepsilon kT/q^2n_i}. \tag{2.61}$$

Mărimea de normalizare D_0 se consideră arbitrar cu valoarea 10 cm²/s. Folosind cantitățile normalizate și presupunînd condiții staționare ($\partial/\partial t = 0$), ecuațiile sistemului de bază în varianta tridimensională devin:

$$\boldsymbol{K}_p = \gamma_p(P\vec{\mathscr{F}} - \nabla P); \tag{2.62}$$

$$\boldsymbol{K}_n = \gamma_n(N\vec{\mathscr{F}} + \nabla N); \tag{2.63}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{K}_p = -\mathscr{U}; \tag{2.64}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{K}_n = +\mathfrak{U}; \quad (2.65)$$

$$\nabla \cdot \mathfrak{F} = P - N + N_0 - P_0. \quad (2.66)$$

În relațiile de mai sus s-a presupus $R_n = R_p = R$, iar coordonatele spațiale au fost și ele normalizate la mărimea L_{Di}^* dată de (2.61). Sistemul (2.62) ... ... (2.66) capătă o formă compactă dacă variabilele P, N, $\vec{\mathfrak{F}}$ se înlocuiesc cu variabilele Φ_p, Φ_n și ψ pe baza relațiilor (2.50), (2.51) și (2.52); relațiile de transformare, în transcriere normalizată, devin:

$$\Phi_p = \psi + \ln P; \quad (2.67)$$

$$\Phi_n = \psi - \ln N; \quad (2.68)$$

$$\vec{\mathfrak{F}} = -\nabla \cdot \vec{\mathfrak{E}}. \quad (2.69)$$

Pentru potențiale, mărimea de normalizare este kT/q. Cu aceste schimbări de variabilă sistemul normalizat devine:

$$\boldsymbol{K}_p = -\gamma_p \exp(\Phi_p - \psi) \nabla \Phi_p; \quad (2.70)$$

$$\boldsymbol{K}_n = -\gamma_n \exp(\psi - \Phi_n) \nabla \Phi_n; \quad (2.71)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{K}_p = -\mathfrak{U}; \quad (2.72)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{K}_n = +\mathfrak{U}; \quad (2.73)$$

$$\nabla^2 \psi = \exp(\psi - \Phi_n) - \exp(\Phi_p - \psi) - (N_0 - P_0). \quad (2.74)$$

Substituind ecuația (2.70) în ecuația (2.72) și ecuația (2.71) în ecuația (2.73) se obține un sistem de numai 3 ecuații în necunoscutele Φ_p, Φ_n și ψ:

$$\nabla \cdot [\gamma_p \exp(\Phi_p - \psi) \nabla \Phi_p] = \mathfrak{U}; \quad (2.75)$$

$$\nabla \cdot [\gamma_n \exp(\psi - \Phi_n) \nabla \Phi_n] = -\mathfrak{U}; \quad (2.76)$$

$$\nabla^2 \psi = \exp(\psi - \Phi_n) - \exp(\Phi_p - \psi) - (N_0 - P_0). \quad (2.77)$$

Sistemul de mai sus poate fi în continuare simplificat. Observînd că mărimile Φ_p și Φ_n intervin numai sub exponențială, se modifică relațiile de transformare (2.67) și (2.68) sub forma:

$$\ln \Phi_p^* = \psi + \ln P; \quad (2.78)$$

$$\ln \Phi_n^* = -\psi + \ln N. \quad (2.79)$$

Noile variabile, Φ_p^* și Φ_n^*, pierd semnificația de cvasinivele Fermi; ele trebuie privite ca simple auxiliare matematice. Utilizînd relațiile de transformare (2.78), (2.79) și (2.69) în sistemul (2.62) ... (2.66), se obține:

$$\nabla \cdot [\gamma_p \exp(-\psi) \nabla \psi_p^*] = \mathfrak{U}; \quad (2.80)$$

$$\nabla \cdot [\gamma_n \exp(+\psi) \nabla \Phi_n^*] = \mathfrak{U}; \quad (2.81)$$

$$\nabla^2 \psi = \Phi_n^* \exp(+\psi) - \Phi_p^* \exp(-\psi) - (N_0 - P_0). \quad (2.82)$$

Acest sistem reprezintă cea mai simplă formă matematică a ecuațiilor de bază ale fizicii semiconductoarelor. El reprezintă un punct de plecare pentru aplicarea metodelor numerice de rezolvare [7, 8].

A doua metodă [9, 10] merge în fond pe aceeași cale de reducere a numărului de ecuații, dar folosește un număr mai mic de mărimi de normalizare.

În cazul de față, mărimile de normalizare sînt q, kT și n_i sau, echivalent, se consideră

$$q = kT = n_i = 1. \qquad (2.83)$$

În raport cu aceste mărimi de normalizare variabilele normalizate se notează

a) concentrația de electroni (n) — u;
b) concentrația de goluri (p) — v;
c) concentrația netă de impurități $(N_D - N_A)$ — N;
d) densitatea curentului de electroni (j_n) — j_u;
e) concentrația curentului de goluri (j_p) — j_v;
f) potențialul electric (ψ) — ψ;
g) viteza netă de recombinare $(R_n - G_L = R_p - G_L)$ — R;
h) mobilitatea electronului (μ_n) — μ_u;
i) mobilitatea golului (μ_p) — μ_v;
j) permitivitatea (ε) — ε.

Cu aceste notații, sistemul ecuațiilor de bază în varianta tridimensională (2.37) ... (2.41) devine:

$$\nabla \cdot (\varepsilon \nabla \psi) = u - v - N; \qquad (2.84)$$

$$\partial u / \partial t = -\nabla \cdot \boldsymbol{j}_u - R; \qquad (2.85)$$

$$\partial v / \partial t = \nabla \cdot \boldsymbol{j}_v - R; \qquad (2.86)$$

$$\boldsymbol{j}_u = -\mu_u(\nabla u - u \nabla \psi); \qquad (2.87)$$

$$\boldsymbol{j}_v = \mu_v(\nabla v + v \nabla \psi). \qquad (2.88)$$

În relațiile de mai sus, ecuația fluxului electric este păstrată sub forma (2.84) care permite descrierea unor medii neomogene, avînd variații spațiale de permitivitate. În cazul mediilor omogene, ecuația (2.84) devine binecunoscuta ecuație a lui Poisson. De asemenea, trebuie notat că sensurile curenților j_u și j_v sînt opuse sensurilor curenților j_n și, respectiv, j_p; această convenție permite obținerea din calcule a unor impedanțe pozitive.

În condiții staționare, sistemul (2.84) ... (2.88) se reduce la trei ecuații prin aceeași procedură ca la prima metodă de normalizare:

$$\nabla \cdot (\varepsilon \nabla \psi) = u - v - N; \qquad (2.89)$$

$$\nabla \cdot [\mu_u(\nabla u - u \nabla \psi)] = R; \qquad (2.90)$$

$$\nabla \cdot [\mu_v(\nabla v + v \nabla \psi)] = R. \qquad (2.91)$$

Sistemul de mai sus poate fi rescris utilizînd, în locul variabilelor u și v, cvasinivelele Fermi Φ_u și Φ_v (normalizate) conform relațiilor de transformare:

$$u = \exp(\psi - \Phi_u) = \eta \exp(+\psi); \qquad (2.92)$$

$$v = \exp(\Phi_v - \psi) = \rho \exp(-\psi). \qquad (2.93)$$

Noile variabile introduse, η și ρ, sînt echivalente, în fond, variabilelor Φ_n^* și Φ_p^* utilizate la prima metodă de normalizare — vezi relațiile (2.78) și (2.79); s-au utilizat, însă, notații diferite datorită sistemului diferit de mărimi de normalizare. Folosind aceste transformări de variabile, sistemul (2.89) ... ... (2.91) devine:

$$\nabla \cdot (\varepsilon \nabla \psi) = \eta \exp(+\psi) - \rho \exp(-\psi) - N; \qquad (2.94)$$

$$\nabla \cdot [\mu_u \exp(+\psi) \cdot \nabla \eta] = R; \tag{2.95}$$

$$\nabla \cdot [\mu_v \exp(-\psi) \cdot \nabla \rho] = R. \tag{2.96}$$

Acest sistem este, deci, echivalent celui obţinut prin prima metodă de normalizare. Deosebirile de formă pot crea avantaje sau dezavantaje de calcul în funcţie de cazul concret de rezolvat. Utilizatorul poate opta spre una sau alta dintre variante astfel încît să realizeze un volum minim de calcule.

2.1.6. Condiţii la limită

Sistemul ecuaţiilor de bază fiind un sistem de ecuaţii diferenţiale se poate rezolva numai cunoscînd condiţiile la limită. Stabilirea unor condiţii la limită adecvate constituie uneori o dificultate majoră. În cele ce urmează se vor prezenta cîteva exemple din cele mai întîlnite condiţii la limită; exemplificările se vor face pe o structură bidimensională, prezentată în figura 2.1. Graniţa domeniului de integrare s-a notat cu Ω. Această frontieră se compune, de regulă, din două tipuri de domenii:

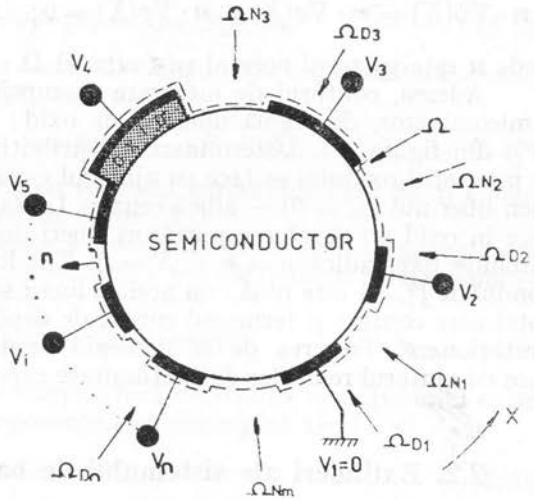


Fig. 2.1. — Domeniu bidimensional a sistemului de bază al ecuaţiilor semiconductoarelor.

— domenii contactate ohmic, adică porţiuni de semiconductor pe care s-au depus electrozi metalici, Ω_{Di} $(i = 1, ..., n)$;

— domenii necontactate (izolate), Ω_{Nj} $(j = 1, ..., m)$. Pe domeniile contactate ohmic se aplică condiţii de tip Dirichlet, iar pe cele izolate, condiţii de tip Neumann [6, 10].

Pe porţiunile de frontieră contactate ohmic, concentraţiile de purtători capătă valorile de la echilibru termic, constante în timp, datorită vitezei de recombinare infinită de la acest tip de contact. Valorile lor rezultă din sistemul:

$$n(X, t) - p(X, t) + N_A(X) - N_D(X) = 0, \tag{2.97}$$

$$n(X, t)\, p(X, t) = n_i^2, \tag{2.98}$$

unde cu X s-a notat coordonata de-a lungul graniţei Ω.

Cvasinivelele Fermi de-a lungul frontierelor metalice au valori egale pentru electroni şi goluri (ca la echilibru termic) şi egale cu potenţialul exterior aplicat electrodului metalic:

$$\Phi_n(X, t) = \Phi_p(X, t) = V_i(t); \quad X \in \Omega_{Di} \quad (i = 1, ..., n). \tag{2.99}$$

Aşa cum rezultă din această relaţie, cvasinivelele Fermi sînt independente de coordonata X de-a lungul domeniului Ω_{Di}. În general, potenţialele V_e aplicate pe electrozi sînt cunoscute, eventual chiar dependenţa de timp în cazul nestaţionar. Constanta arbitrară aditivă în expresia potenţialului electric este înlăturată prin alegerea unui electrod cu potenţial nul ($V_1 = 0$, vezi figura 2.1). Cunoscînd expresiile cvasinivelelor Fermi pe frontierele metalice,

se poate determina expresia potențialului electric pe același contur, folosind relațiile (2.51) și (2.52):

$$\psi(X, t)=V_i(t)+(kT/q)\cdot \ln (n(X,\cdot)/n_i)=V_i(t)-(kT/q)\cdot \ln (p(X,\cdot)/n_i). \quad (2.100)$$

Condițiile la limită de tip Neumann, pe frontierele izolate, obligă anularea derivatelor pe direcție normală conturului, pentru toate mărimile în discuție, adică:

$$\boldsymbol{n}\cdot \nabla\psi(X) = \boldsymbol{n}\cdot \nabla n(X) = \boldsymbol{n}\cdot \nabla p(X) = 0\,; \quad X\in \Omega_{Nj} \quad (j=1, ..., m), \quad (2.101)$$

unde $\boldsymbol{n}$ este vectorul normal pe conturul Ω.

Adesea, conturul de integrare Ω cuprinde și alte domenii decît cel de semiconductor, de regulă domenii de oxid; vezi, în acest sens, electrodul 4 (V_4) din figura 2.1. Determinarea distribuțiilor de potențial și cîmp electric în interiorul oxidului se face cu ajutorul ecuației lui Poisson, eventual cu termen liber nul ($\rho_v=0$) — adică ecuația Laplace; acest lucru este posibil deoarece în oxid nu se găsesc purtători liberi de sarcină și, uneori, se neglijează sarcinile fixe, adică $p=n=N=0$. Tot în oxid, densitatea curentului de conducție (j_{cond}) este nulă; nu același lucru se poate spune și despre curentul total care conține și termenul curent de deplasare, care este nenul în condiții nestaționare. Trecerea de la domeniu oxid la domeniul semiconductor se face cu ajutorul relațiilor de continuitate care vor fi descrise în pragraful 2.2.3.

2.2. Extinderi ale sistemului de bază

2.2.1. Influența unui cîmp magnetic

Aplicarea unui cîmp magnetic exterior într-un material semiconductor determină apariția unui cîmp electric intern perpendicular pe planul vectorilor $\boldsymbol{j}$ și $\vec{\mathscr{B}}$, conform expresiei forței Lorentz [1, 4]. Acest cîmp electric intern determină apariția unei componente suplimentare de curent față de componentele curentului prinse în sistemul de bază al ecuațiilor fizicii semiconductoarelor. În figura 2.2 se ilustrează apariția cîmpului electric intern prin efectul cîmpului magnetic; acest efect poartă denumirea de efect Hall. Pentru simplificare, s-a considerat un cîmp electric extern de-a lungul axei Ox (creat de tensiunea V_a) aplicat unui semiconductor de tip p. Acest cîmp electric creează un curent de goluri, j_{px}. Cîmpul magnetic exterior, de inducție $\mathscr{B}_z$, creează o forță asupra golurilor îndreptată în jos; ca urmare, apare o acumulare de sarcini pozitive în partea de jos a probei și, deci, un cîmp electric intern, $\mathscr{E}_y$, îndreptat în sus. Mărimea acestui cîmp este dată de

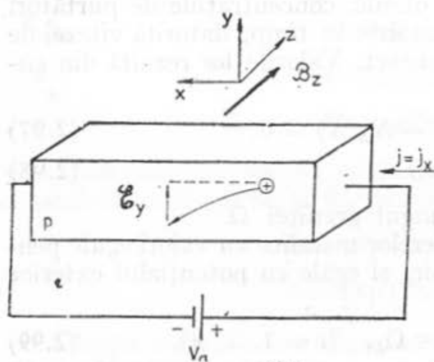


Fig. 2.2. — Ilustrarea efectului Hall.

$$\mathscr{E}_y = R_H j_{px}\mathscr{B}_z, \quad (2.102)$$

unde R_H este constanta Hall; expresia constantei Hall este:

$$R_H = r(1/q)\cdot(p - b^2n)/(p + bn)^2; \quad b = \mu_n/\mu_p \tag{2.103}$$

(r este un coeficient determinabil experimental, cu valori cuprinse între 1,18 și 1,93). Expresia de mai sus a constantei Hall nu depinde de tipul purtătorilor; se observă că $R_H > 0$ pentru un semiconductor de tip p și $R_H < 0$ pentru un semiconductor de tip n.

Cîmpul electric $\mathcal{E}_y$ crează un curent de goluri cu densitatea j_{py} cu o expresie similară cu a oricărui curent de cîmp

$$j_{py} = \sigma_p\mathcal{E}_y = qp\mu_p\mathcal{E}_y = qp\mu_pR_Hj_{px}\mathcal{B}_z. \tag{2.104}$$

În mod asemănător, pentru electroni componenta suplimentară a curentului, determinată prin efect Hall, este dată de

$$j_{ny} = \sigma_n\mathcal{E}_y = qn\mu_n\mathcal{E}_y = qn\mu_nR_Hj_{nx}\mathcal{B}_z; \tag{2.104'}$$

expresia de mai sus este similară cu expresia curentului Hall pentru goluri cu diferența de semn datorată constantei R_H.

La cîmpuri magnetice intense apare și un efect nou — magnetorezistența — care constă în scăderea apreciabilă a conductivității materialului [4].

2.2.2. Influența unui gradient de temperatură

Existența unui gradient de temperatură determină apariția unui curent suplimentar față de celelalte componente cunoscute pînă aici [1, 4]

$$\boldsymbol{j} = -\sigma\mathfrak{L}\nabla T, \tag{2.105}$$

unde $\mathfrak{L}$ se numește putere termoelectrică diferențială. Expresia lui $\mathfrak{L}$ este dată de

$$\mathfrak{L} = -\frac{k}{q}\left\{\frac{[5/2 - s + \ln(N_c/n)]\, n\mu_n - [5/2 - s - \ln(N_v/p)]\, p\mu_p}{n\mu_n + p\mu_p}\right\}, \tag{2.106}$$

unde N_c reprezintă densitatea efectivă de stări în banda de conducție, N_v — densitatea efectivă de stări în banda de valență și s — un coeficient numeric. Relația (2.106) indică că puterea termoelectrică este negativă pentru semiconductoare de tip n și pozitivă pentru semiconductoare de tip p.

Relația (2.105) se adaugă în sistemul de bază al ecuațiilor semiconductoare direct la densitatea curentului total ($\boldsymbol{j}$) fără a face distincție între contribuția electronilor și golurilor. O relație similară pentru curentul termoelectric, dar defalcată pe electroni și goluri se găsește în lucrările [11] și [12]; expresia curentului termoelectric de electroni este

$$\boldsymbol{j}_n = qnD_n^T\nabla T, \tag{2.107}$$

unde D_n^T este coeficientul de difuzie termic, dat de:

$$D_n^T = \left[\frac{(5/2 - s)}{T}\right]\cdot D_n. \tag{2.108}$$

Scriind în mod analog o relație pentru curentul termoelectric de goluri și adunînd rezultatele, se obține o expresie aproximativ similară cu (2.105).

2.2.3. Medii neomogene şi anizotrope

Sistemul de bază al ecuaţiilor fizicii semiconductoarelor a fost scris pentru medii omogene şi izotrope. Mărimile de material: ε, μ şi D s-au considerat invariabile în raport cu poziţia şi direcţia din spaţiu. Studiul componentelor semiconductoare arată că se întîlnesc situaţii în care aceste premise nu sînt satisfăcătoare. De regulă, situaţiile cunoscute arată că domeniul global de rezolvare (Ω) se compune din mai multe domenii omogene şi izotrope separate prin suprafeţe de discontinuitate. Astfel de exemple sînt:

— domeniu semiconductor (omogen şi izotrop) învecinat cu domeniu izolator (omogen şi izotrop), dar cu valori diferite pentru ε, μ şi D;

— domenii semiconductoare cu valori diferite ale mobilităţii: suprafaţa semiconductorului şi volumul său;

— domeniu semiconductor cu valori diferite ale mobilităţii după axele cristalografice etc.

Avînd în vedere cele de mai sus, sistemul ecuaţiilor de bază rămîne valabil pe subdomenii omogene şi izotrope şi rămîne problema specifică a relaţiilor de trecere la suprafeţele de discontinuitate dintre subdomenii [6, 13]. Se prezintă trei cazuri, cele mai întîlnite, privind relaţiile de trecere, în absenţa cîmpului magnetic.

a) *Trecerea printr-o suprafaţă de discontinuitate a vectorului inducţie cîmp electric* (fig. 2.3). Considerînd două medii de permitivităţi ε_1, respectiv ε_2, învecinate prin suprafaţa Σ, legea locală a fluxului electric este

$$\mathrm{div}_s \vec{\mathfrak{D}} = \boldsymbol{n} \cdot (\vec{\mathfrak{D}}_2 - \vec{\mathfrak{D}}_1) = \rho_s, \qquad (2.109)$$

unde $\vec{\mathfrak{D}}_1$ şi $\vec{\mathfrak{D}}_2$ sînt vectorii inducţie cîmp electric situaţi de o parte şi de alta a suprafeţei Σ, iar ρ_s este densitatea superficială de sarcină pe suprafaţa Σ. Relaţia (2.109) este echivalentă cu

$$\mathfrak{D}_{n2} - \mathfrak{D}_{n1} = \rho_s, \qquad (2.110)$$

unde $\mathfrak{D}_{n1}$ şi $\mathfrak{D}_{n2}$ sînt componentele normale ale vectorilor inducţie electrică corespunzători.

Dacă suprafaţa de separaţie nu conţine sarcini ($\rho_s = 0$), relaţia (2.110) trece în relaţia de continuitate pentru componenta normală a inducţiei

$$\mathfrak{D}_{n1} = \mathfrak{D}_{n2}, \qquad (2.111)$$

sau, echivalent

$$\varepsilon_1 \mathcal{E}_{n1} = \varepsilon_2 \mathcal{E}_{n2}. \qquad (2.112)$$

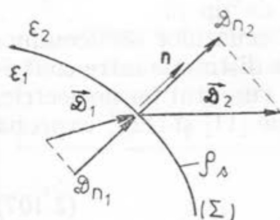


Fig. 2.3. — Vectorii inducţie electrică la trecerea printr-o suprafaţă de discontinuitate.

Unul din cazurile cele mai întîlnite este dat de suprafaţa de separaţie Si—SiO_2 unde relaţia (2.112) devine succesiv

$$\mathcal{E}_{n,\,SiO_2}/\mathcal{E}_{n,\,Si} = \varepsilon_{Si}/\varepsilon_{SiO_2} = 11{,}7/3{,}9 = 3, \qquad (2.113)$$

ceea ce arată că intensitatea cîmpului electric în oxid este mult crescută faţă de siliciu.

b) *Conservarea componentei tangenţiale a vectorului intensitate cîmp electric* (fig. 2.4). Considerînd aceleaşi medii ca în cazul de mai sus, teorema poten-

țialului electric aplicată pe un contur care cuprinde un punct de pe suprafața Σ arată că

$$\boldsymbol{t} \cdot \vec{\mathcal{E}}_2 - \boldsymbol{t} \cdot \vec{\mathcal{E}}_1 = 0 ; \quad \forall \rho_s, \tag{2.114}$$

unde $\boldsymbol{t}$ este vectorul unitar tangent la suprafața Σ în punctul considerat. Relația de mai sus este, de fapt, relația de conservare a componentei tangențiale a intensității cîmpului electric la trecerea dintr-un mediu în altul

$$\vec{\mathcal{E}}_{t1} = \vec{\mathcal{E}}_{t2}. \tag{2.115}$$

În procedurile de calcul numeric această condiție se îndeplinește automat prin asigurarea continuității potențialului electric pe direcție normală (axa OY din figura 2.4)

$$\psi(Y = 0_+) = \psi(Y = 0_-). \tag{2.116}$$

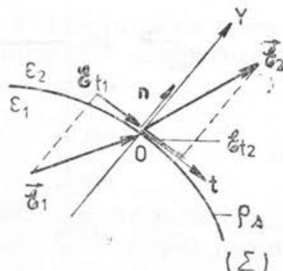


Fig. 2.4. — Vectorii intensitate cîmp electric la trecerea printr-o suprafață de discontinuitate (conservarea componenței tangențiale).

c) *Trecerea printr-o suprafață de discontinuitate a vectorului densitate de curent electric de conducție* (fig. 2.5). Pentru a preveni scrierea unui număr mare de indici se va nota densitatea curentului electric de conducție cu j (numai în cadrul acestui paragraf). Aplicarea teoremei de conservare a sarcinii, pentru suprafața Σ, duce la relația

$$\mathrm{div}_s \boldsymbol{j} = \boldsymbol{n} \cdot (\boldsymbol{j}_2 - \boldsymbol{j}_1) = - \partial \rho_s / \partial t. \tag{2.117}$$

În cazul unor suprafețe care nu au sarcini, sau în regim cvasistaționar ($\partial \rho_s / \partial t = 0$), relația (2.117) trece în relația de conservare a componentei normale a densității curentului electric de conducție

$$j_{(n)1} = j_{(n)2} \tag{2.118}$$

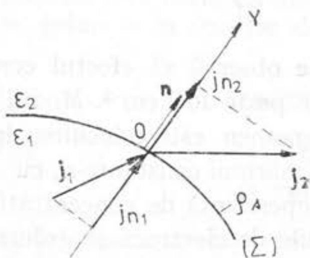


Fig. 2.5. — Vectorii densitate curent electric de conducție la trecerea printr-o suprafață de discontinuitate.

(A nu se confunda $j_{(n)}$ — componentă normală, cu j_n — componenta de electroni a densității curentului electric de conducție).

Pentru un semiconductor învecinat cu un mediu izolant (exemplu, sistemul Si—SiO_2), relația (2.118) devine

$$j_{(n)\mathrm{Si}}(Y = 0_-) = j_{(n)\mathrm{SiO_2}}(Y = 0_+) = 0, \tag{2.119}$$

relație rezultată din absența curenților de conducție în izolatori.

2.2.4. Îngustarea benzii interzise

În semiconductoare puternic dopate cum sînt, de exemplu, emitorul tranzistoarelor bipolare, sau stratul îngropat din circuitele integrate bipolare, apar o seamă de efecte noi care duc la erori în calculul concentrațiilor de elec-

troni sau goluri cu relațiile „clasice" (2.51) și (2.52). Deși fenomenele fizice sînt complexe, modelările fizice și matematice ajung la rezultate satisfăcătoare pe baza conceptului de îngustare a benzii interzise. În figura 2.6 se prezintă dependența lărgimii benzii interzise de concentrația totală de impurități [14].

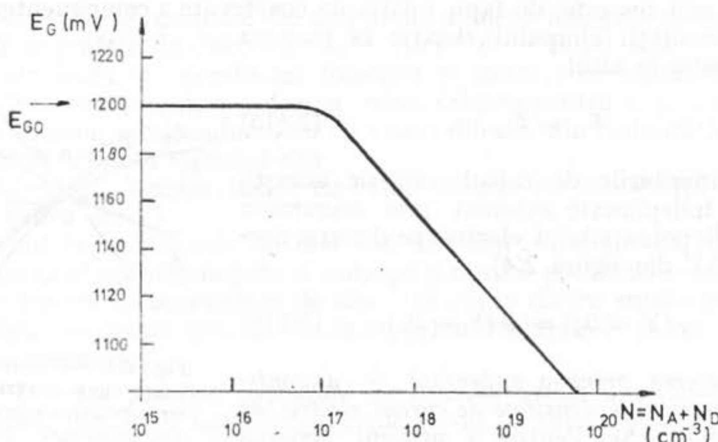


Fig. 2.6. – Dependența lărgimii benzii interzise de concentrația totală de impurități.

Se observă că efectul contează pentru concentrații totale ($N = N_A + N_D$) de peste 10^{17} cm^{-3}. Modul cel mai utilizat de modelare matematică a acestui fenomen este înlocuirea în expresiile concentrațiilor de purtători de sarcină a mărimii constante n_i cu mărimea $n_{ie}(N)$ – concentrație intrinsecă efectivă dependentă de concentrația totală de impurități [15, 16]. Atunci, concentrațiile de electroni și goluri – vezi relațiile (2.51) și (2.52) – devin:

$$n = n_{ie}(N) \cdot \exp[q(\psi - \Phi_n) / kT]; \qquad (2.120)$$

$$p = n_{ie}(N) \cdot \exp[q(\Phi_p - \psi) / kT]. \qquad (2.121)$$

Între concentrația intrinsecă și lărgimea benzii interzise (E_G) există relația:

$$n_{ie}(N) = a \cdot \exp[-E_G(N) / 2kT]; \qquad (2.122)$$

$$n_i = a \cdot \exp(-E_{GO} / 2kT), \qquad (2.123)$$

unde a este o constantă, iar E_{GO} – lărgimea benzii interzise pentru semiconductorul pur; ca urmare, concentrația n_{ie} se poate exprima

$$n_{ie}(N) = n_i \exp[(E_{GO} - E_G(N)) / 2kT]. \qquad (2.124)$$

Introducerea relațiilor (2.120) și (2.121) în expresiile curenților determină apariția unei componente suplimentare a curentului de conducție – mai precis a componentei de difuzie – rezultată din gradientul lărgimii benzii

interzise. Acest lucru este exemplificat pentru curentul de electroni, model unidimensional, conform relației (2.42) și relațiilor (2.120) și (2.124)

$$j_n = qn\mu_n\mathcal{E} + qD_n \frac{\partial}{\partial x}\left[n_i \exp\left(\frac{E_{GO} - E_G(x)}{2kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{q(\psi - \Phi_n)}{kT}\right)\right] \approx$$
$$\approx qn\mu_n\mathcal{E} + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} - q\frac{D_n n}{2kT} \cdot \frac{\partial E_G}{\partial x}. \quad (2.125)$$

Comparînd această relație cu expresia (2.42) a curentului de electroni în absența îngustării benzii interzise, apare o componentă suplimentară a curentului, j_{nG}, dată de

$$j_{nG} = -q\frac{D_n n}{2kT} \cdot \frac{\partial E_G}{\partial x}. \quad (2.126)$$

În privința dependenței analitice a lărgimii benzii interzise de concentrația totală de impurități se folosesc relații empirice; un exemplu este dat mai jos [10]

$$E_G = V_1\left\{\lg\frac{N}{N_0} + \left[\frac{1}{2} + \left(\lg\frac{N}{N_0}\right)^2\right]^{1/2}\right\}, \quad (2.127)$$

unde V_1 și N_0 sînt constante alese astfel încît relația matematică să corespundă cît mai exact cu determinările experimentale (vezi figura 2.6).

Uneori modelarea efectului îngustării benzii interzise este luată în considerare separat pentru electroni și separat pentru goluri — în funcție de tipul dopării —, conform relațiilor [17]:

$$n = n_{in}(N) \cdot \exp\left[q(\psi - \Phi_n) / kT\right]; \quad (2.128)$$

$$p = n_{ip}(N) \cdot \exp\left[q(\Phi_p - \psi) / kT\right]; \quad (2.129)$$

$$n_{ip}(N) \cdot n_{in}(N) = n_{ie}^2. \quad (2.130)$$

Utilizarea acestor relații în expresiile curenților determină același efect al apariției unei componente suplimentare de curent. Este evident că pentru $n_{in} = n_{ip} = n_{ie}$ se obține cazul de modelare anterior.

2.2.5. Semiconductoare degenerate și nedegenerate

Într-un semiconductor aflat la echilibru termic, electronii se supun statisticii Fermi-Dirac; funcția de distribuție după energie (E) este

$$f(E) = 1 / [1 + \exp[(E - E_F) / kT]], \quad (2.131)$$

unde E_F este nivelul energetic Fermi. Dacă nivelul Fermi este plasat în banda interzisă la o distanță mai mare decît $3kT/q$ de marginile acesteia (E_c și E_v), funcția de distribuție capătă o formă aproximativă care corespunde statisticii Boltzmann

$$f(E) \approx \exp\left[-(E - E_F) / kT\right];$$
$$\text{dacă } E_c - E_F > 3kT/q; \; E_F - E_v > 3kT/q. \quad (2.132)$$

Semiconductoarele la care se aplică statistica Boltzmann se numesc semiconductoare nedegenerate. Pentru siliciu condițiile cuprinse în relația (2.132)

sînt satisfăcute pentru dopări mai mici decît 10^{18} cm^{-3}, ceea ce reprezintă majoritatea cazurilor întîlnite. Toate relațiile din sistemul de bază al ecuațiilor fizicii semiconductoarelor se referă la semiconductoare nedegenerate — inclusiv relațiile la neechilibru termic (2.51) și (2.52).

Pentru semiconductoare degenerate, deci cu dopări puternice, se obțin alte relații privind expresiile concentrațiilor de purtători [1, 4]: la echilibru termic aceste concentrații sînt:

$$n_0 = N_c(2/\sqrt{\pi})\, \mathcal{F}_{1/2}\,[(E_F - E_c)\,/\,kT]; \tag{2.133}$$

$$p_0 = N_v(2/\sqrt{\pi})\, \mathcal{F}_{1/2}\,[(E_v - E_F)\,/\,kT], \tag{2.134}$$

unde funcția $F_{1/2}$ este integrala Fermi-Dirac de ordinul 1/2

$$\mathcal{F}_{1/2}(\eta_f) = \int_0^{\infty} \frac{\eta^{1/2}\,\mathrm{d}\eta}{1 + \exp(\eta - \eta_f)}. \tag{2.135}$$

Relații similare cu (2.133) și (2.134) se folosesc și pentru neechilibru termic, înlocuind nivelul Fermi (E_F) cu cvasinivele Fermi energetice ($q\Phi_p$ și $q\Phi_n$):

$$n = N_c(2/\sqrt{\pi})\, \mathcal{F}_{1/2}\,[(q\Phi_n - E_c)\,/\,kT]; \tag{2.136}$$

$$p = N_v(2/\sqrt{\pi})\, \mathcal{F}_{1/2}\,[(E_v - q\Phi_p)\,/\,kT]. \tag{2.137}$$

2.2.6. Relațiile lui Einstein generalizate

Relațiile lui Einstein (2.26) și (2.27), folosite în sistemul de bază al ecuațiilor fizicii semiconductoarelor, sînt valabile pentru semiconductoare nedegenerate, la echilibru termic, dar se păstrează cu foarte bună aproximație și la neechilibru termic [4]. Pentru semiconductoare degenerate se dau forme generalizate ale relațiilor lui Einstein [18]. Se cunosc mai multe modalități, practic echivalente, de definire:

$$D_n/\mu_n = (kT/q)\cdot \mathcal{F}_{1/2}(\eta_{FC})\,/\,\mathcal{F}_{-1/2}(\eta_{FC}), \tag{2.138}$$

sau

$$D_n/\mu_n = (kT/q)\cdot \mathcal{F}_{1/2}(\eta_{FC})\,/\,(\mathrm{d}\mathcal{F}_{1/2}(\eta_{FC})\,/\,\mathrm{d}\eta_{FC}), \tag{2.139}$$

sau

$$D_n/\mu_n = (kT/q)\cdot \mathcal{F}_{b+3/2}(\eta_{FC})\,/\,\mathcal{F}_{b+1/2}(\eta_{FC}); \tag{2.140}$$

în relațiile de mai sus b este un număr depinzînd de tipul ciocnirii electronului cu rețeaua [18], $\mathcal{F}_i(\eta_f)$ este integrala Fermi-Dirac de ordinul i

$$\mathcal{F}_i(\eta_f) = \frac{1}{\Gamma(i+1)} \int_0^{\infty} \frac{\eta^i\,\mathrm{d}\eta}{1 + \exp(\eta - \eta_f)}, \tag{2.141}$$

iar η_{FC} este dat de

$$\eta_{FC} = (E_F - E_c)\,/\,kT. \tag{2.142}$$

Relații asemănătoare se pot da și pentru raportul D_p/μ_p — privind golurile — unde mărimea η_{FC} se înlocuiește cu mărimea η_{VF} dată de

$$\eta_{VF} = (E_v - E_F)/kT. \tag{2.143}$$

Expresiile (2.138) ... (2.140) sînt inoperante pentru calcule. De aceea, se preferă expresii aproximative rezultînd din dezvoltarea în serie a funcțiilor integrale; o astfel de expresie este [19]

$$D_n = (kT/q)\mu_n [1 + 0{,}35355\,(n/N_c) - 9{,}9 \cdot 10^{-3}\,(n/N_c)^2 + ...] \tag{2.144}$$

sau, pentru goluri

$$D_p = (kT/q)\mu_p [1 + 0{,}35355\,(p/N_v) - 9{,}9 \cdot 10^{-3}\,(p/N_v)^2 + ...]. \tag{2.145}$$

Pentru cele mai multe cazuri, utilizarea primilor doi termeni din dezvoltarea în serie dă suficientă precizie.

2.2.7. Ionizarea impurităților

Utilizarea aproximației de ionizare totală a impurităților — relațiile (2.17) — reprezintă modalitatea cea mai convenabilă, din punct de vedere a simplității, pentru calculul densității de volum a sarcinii electrice din ecuația lui Poisson.

Pentru semiconductoare nedegenerate aproximația de ionizare totală este folosită cu erori foarte mici [20]; astfel, considerînd un nivel donor depărtat de banda de conducție cu 0,05 eV, procentul de ionizare a impurităților donoare este de circa: 99,8 % pentru $N_D = 10^{16}\text{cm}^{-3}$ și 83,6 % pentru $N_D = 10^{18}\text{cm}^{-3}$. Același procent pentru cazul $N_D = 10^{19}\text{cm}^{-3}$ devine $\approx$ 47 %, ceea ce face inacceptabilă ipoteza ionizării totale.

De aceea, pentru semiconductoare puternic dopate, calculul concentrației de impurități ionizate se face cu ajutorul relațiilor [4]:

$$N_D^{*} = N_D\left\{1 - 1/\left[1 + \frac{1}{g_D}\exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right)\right]\right\}; \tag{2.146}$$

$$N_A^{*} = N_A\left\{1/\left[1 + g_A \exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)\right]\right\}, \tag{2.147}$$

unde g_D și g_A sînt factorii de degenerare pentru nivelele energetice donoare, respectiv acceptoare ($g_D = 2$; $g_A = 4$), iar E_D și E_A — pozițiile nivelelor energetice ale impurităților.

2.2.8. Dependența mobilității de concentrația de impurități și de intensitatea cîmpului electric

Mobilitatea purtătorilor de sarcină trebuie înțeleasă în contextul tipului de mișcare în care se află respectivul purtător [5]. Din acest punct de vedere se cunosc trei tipuri de mobilitate:

— mobilitatea purtătorilor majoritari, rezultată din măsurători de rezistivitate;

— mobilitatea purtătorilor minoritari, rezultată din antrenarea acestora în cîmp electric, și

— mobilitatea Hall, rezultată din acțiunea forței Lorentz.

Excluzînd din discuție efectul cîmpului magnetic, rămîn de interpretat numai primele două tipuri de mobilitate. Experiențele au demonstrat că nu

există diferențe apreciabile între mobilitatea purtătorilor majoritari și a celor minoritari; de aceea, în cele ce urmează nu se va mai specifica tipul de mobilitate.

Considerarea unei mobilități constante în rezolvarea ecuațiilor semiconductoarelor reprezintă o sursă majoră de erori. Această aproximație poate fi utilizată numai în unele modele analitice de prim ordin.

Dependența mobilității de concentrația de impurități pentru principalele materiale semiconductoare este binecunoscută, rezultat al determinărilor experimentale. Utilizarea acestor rezultate se face prin găsirea unei funcții analitice care să aproximeze cît mai bine valorile măsurate pentru mobilitate. O astfel de funcție este [10, 21]

$$\mu(N) = \mu_{min} + (\mu_{max} - \mu_{min})/(1 + N/N_0)^{\gamma}, \quad (2.148)$$

unde μ_{min}, μ_{max}, N_0 și γ sînt parametri empirici ai modelului, iar N este concentrația totală de impurități ($N = N_A + N_D$). Relația de mai sus este valabilă atît pentru electroni cît și pentru goluri și pentru oricare din semiconductorii cunoscuți.

Dependența mobilității de intensitatea cîmpului electric se descrie tot cu ajutorul unor relații de aproximare a rezultatelor experimentale. Pentru siliciu, o astfel de relație care înglobează și efectul concentrației de impurități este [21]

$$\mu(N, \mathcal{E}) = \mu(N)\{1 + [\mu(N)|\mathcal{E}|/V_{max}]^{\beta}\}^{-1/\beta}, \quad (2.149)$$

unde β și V_{max} sînt parametri empirici ai modelului. Expresia lui $\mu(N)$ poate fi cea dată de relația (2.148). Pentru GaAs, unde apare efectul de mobilitate diferențială negativă, relația de aproximare este mult mai complicată. Adesea, pentru unele modele analitice, dependența de cîmp a mobilității se dă sub forma aproximațiilor asimptotice ale expresiei vitezei [4]:

$$v = \mu_0\mathcal{E}; \; \mu_0 = \text{const.}, \quad (2.150)$$

la cîmpuri electrice slabe și

$$v = v_s = \text{const.}, \quad (2.151)$$

la cîmpuri electrice intense.

O alternativă pentru funcția de aproximare a dependenței mobilităților de concentrația de impurități și de intensitatea cîmpului electric, pentru siliciu, este prezentată în lucrarea [22]

$$\left(\frac{\mu_0}{\mu}\right)^2 = 1 + \frac{N}{N/S + N_0} + \frac{(|\mathcal{E}|/A)^2}{|\mathcal{E}|/A + F} + \left(\frac{|\mathcal{E}|}{B}\right)^2, \quad (2.152)$$

unde parametrii empirici ai modelului au valorile: $\mu_0 = 480$ cm²/Vs; $N_0 = 4 \cdot 10^{16}$ cm^{-3}; $S = 81$; $A = 6{,}1 \cdot 10^3$V/cm; $F = 1{,}6$; $B = 2{,}5 \cdot 10^4$ V/cm — pentru goluri și $\mu_0 = 1\,400$ cm²/Vs; $N_0 = 3 \cdot 10^{16}$cm^{-3}; $S = 350$; $A = 3{,}5 \cdot 10^3$V/cm; $F = 8{,}8$; $B = 7{,}4 \cdot 10^3$V/cm — pentru electroni.

În încheierea acestui paragraf trebuie precizat că modelările matematice prezentate aici se referă la mobilitatea de volum; problemele legate de mobilitatea de suprafață sînt tratate în capitolul 4.

2.2.9. Viteza netă de recombinare

În sistemul de bază al ecuațiilor fizicii semiconductoarelor, viteza netă de recombinare a fost considerată separat pentru electroni (R_n) și pentru goluri (R_p). În absența centrilor de captură (alipire) în cadrul mecanismelor de recombinare indirectă [1], se poate considera egalitatea celor două viteze

$$R_p = R_n = R. \tag{2.153}$$

Pentru siliciu, cel mai întîlnit mecanism de recombinare internă este cel de recombinare indirectă prin intermediul unui singur centru de recombinare adînc (situat în apropierea mijlocului benzii interzise). Expresia corespunzătoare pentru viteza netă de recombinare este dată în cadrul modelului Shockley-Read-Hall [3]

$$R_{\mathrm{SRH}} = (pn - n_i^2) / [\tau_{p0}(n + n_t) + \tau_{n0}(p + p_t)], \tag{2.154}$$

unde τ_{p0} și τ_{n0} sînt timpii de viață medii ai golurilor, respectiv electronilor, iar n_t și p_t — concentrații fictive de purtători într-un semiconductor la care nivelul Fermi s-ar suprapune peste nivelul energetic al centrilor de recombinare. Este evident că pentru un nivel energetic al centrilor de recombinare situat la mijlocul benzii interzise există relația $n_t = p_t = n_i$.

În vecinătatea suprafeței semiconductorului, expresia vitezei nete de recombinare se modifică:

$$R_{\mathrm{SRH(S)}} = s_0 \cdot (p_s n_s - n_i^2) / (p_s + n_s + 2n_i), \tag{2.155}$$

unde p_s și n_s sînt concentrațiile de purtători la suprafața semiconductorului, iar s_0 este un parametru cunoscut sub denumirea de viteză de recombinare la suprafața [3]; în relația (2.155) s-a considerat $n_t = p_t = n_i$ și o comportare identică a golurilor și a electronilor.

Pentru unele modele analitice simple se preferă o exprimare a vitezelor nete de recombinare cu ajutorul relațiilor:

$$R_p = (p - p_0) / \tau_p; \quad R_n = (n - n_0) / \tau_n, \tag{2.156}$$

unde τ_p și τ_n sînt timpii de viață ai purtătorilor în exces, iar p_0 și n_0 — concentrațiile de purtători la echilibru termic. Relațiile (2.156) au o simplitate falsă pentru că timpii τ_p și τ_n nu au valori constante; considerarea unor valori constante pentru τ_p și τ_n duce, de regulă, la erori apreciabile. Unul din cazurile în care relațiile (2.156) dau satisfacție este joncțiunea *pn* la nivele mici de injecție unde, în plus, se consideră valori egale pentru cei doi timpi:

$$\tau_p = \tau_n = \tau_0.$$

La concentrații mari de purtători trebuie luată în considerare și viteza de recombinare directă (Auger) [1]

$$R_A = (c_n n + c_p p)(pn - n_i^2), \tag{2.157}$$

unde c_n și c_p sînt doi parametri de model.

De asemenea, în zonele cu cîmp electric intens trebuie considerată viteza de generare a perechilor electron-gol datorită ionizării prin impact (şoc) [4]

$$R_i = -G_i = -(1/q) \cdot (\alpha_n |j_n| + \alpha_p |j_p|), \qquad (2.158)$$

unde α_p şi α_n sînt coeficienţii de ionizare, dependenţi puternic de intensitatea cîmpului electric. Problema modelării fenomenului de ionizare prin impact este tratată pe larg în capitolul 6.

Bibliografie

1. M. Drăgănescu, *Electronica corpului solid*, Edit. Tehnică, Bucureşti, 1972.
2. D. Dascălu, A. Rusu, M. Profirescu, I. Costea, *Dispozitive şi circuite electronice*, Edit. Didactică. şi Pedagogică, Bucureşti, 1982.
3. A. S. Grove, *Fizica şi tehnologia dispozitivelor semiconductoare*, Edit. Tehnică, Bucureşti, 1973.
4. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, J. Wiley, New York, 1981.
5. R. W. Warner Jr., B. L. Grung, *Transistors, Fundamentals for the Integrated-Circuit Engineer* J. Wiley, New York, 1983.
6. A. Timotin, V. Hortopan, *Lecţii de bazele electrotehnicii*, E.D.P., Bucureşti, 1964.
7. J. W. Slotboom, Electron Lett., **5**, 677 (1969).
8. J.W. Slotboom, IEEE Trans. Electron Devices, **20**, 669 (1973).
9. W. Van Roosbroeck, BSTJ, **29**, 560 (1950).
10. M. S. Mock, *Analysis of Mathematical Models of Semiconductor Devices*, Boole Press, Dublin, 1983.
11. J. M. Dorkel, Solid-State Electronics, **26**, 819 (1983).
12. R. Stratton, IEEE Trans. on Electron Devices, ED-**19**, 1268 (1972).
13. A. Rusu, C. Bulucea, Rev. Roum. Sci. Techn., serie Electrotech. et Energ., **18**, 463 (1973).
14. J. W. Slotboom, Solid-State Electronics, **20**, 279 (1977).
15. M. S. Mock, Solid-State Electronics **16**, 1251 (1973).
16. R. T. Van Overstraeten, H. S. de Man, R. P. Mertens, IEEE Trans. Electron Devices, ED-**20**, 290 (1973).
17. W. L. Engl, O. Manck, A. W. Wieder, *Device Modeling*, în *Process and Device Modeling for Integrated Circuit Design*, NATO Advanced Study Institutes, Noordhoff (1977).
18. A. H. Marshak, D. Assaf, Solid-State Electronics, **16**, 675 (1973).
19. H. Kroemer, IEEE Trans. on Electron Devices ED-**25**, 850 (1978).
20. M. Bodea. A. Rusu, *Rezolvarea problemelor*, anexă la A.S. Grove, *Fizica şi tehnologia dispozitivelor semiconductoare*, Edit. Tehnică, Bucureşti, 1973.
21. D. M. Caughey, R. E. Thomas, Proceedings of the IEEE, **55**, 2192 (1967).
22. D. L. Scharfetter, H. K. Gummel, IEEE Trans. Electron Devices, **ED-16**, **64** (**1969**).

3. APROXIMĂRI UZUALE PENTRU MODELE FIZICE ANALITICE

Așa cum s-a arătat în capitolul 2, rezolvarea exactă a sistemului ecuațiilor fizicii semiconductoarelor se poate face numai prin metode numerice. Utilizarea unor metode analitice se poate face numai în condițiile unor aproximații. Deși sînt mai puțin precise decît metodele numerice, metodele analitice au avantajul unor reprezentări intuitive și simple ale rezultatelor. În plus, rezultatele metodelor analitice pot fi folosite drept condiții la limită pentru metodele numerice sau, chiar, soluții inițiale ale problemei.

Literatura generală a modelelor componentelor electronice active [1—8] pune în evidență o mulțime de aproximații pentru metodele analitice. Una din cele mai folosite aproximări este împărțirea domeniului semiconductor în regiuni de sarcină spațială (golite) și regiuni neutre (cvasineutre). Descrierea comportării electrice a acestor tipuri de regiuni se face conform ipotezei de nivel de injecție: mic, mediu sau mare — pentru regiunile cvasineutre — și conform ipotezei de cvasiechilibru — pentru regiunile de sarcină spațială. Pe aceeași linie a aproximării sarcinii din semiconductor se detașează regimul curenților limitați de sarcina spațială unde se neglijează sarcinile ionilor de impurități. Lista aproximărilor uzuale trebuie completată, după caz, cu: ipoteza de joncțiune groasă sau subțire, teoria diodei sau teoria difuziei, aproximația graduală, condiția de semnal mic, regim cvasistaționar etc. Toate acestea se adaugă la aproximațiile discutate în capitolul 2, aproximații aplicate chiar la rezolvarea numerică a sistemului de ecuații ale fizicii semiconductoarelor.

În prezentul capitol se discută cîteva din cele mai folosite aproximări pentru modelele fizice analitice, a căror utilizare duce la obținerea unor rezultate spectaculoase din punct de vedere al simplității.

3.1. Neutralitatea electrică

Neutralitatea electrică înseamnă îndeplinirea condiției

$$\rho_v = q(p - n + N_D^* - N_A^*) = 0 \tag{3.1}$$

în orice punct al domeniului semiconductor considerat. Această condiție se îndeplinește exact numai la semiconductoare omogene, izotrope, cu o dotare uniformă cu impurități, aflate la echilibru termic. Același tip de semiconductor păstrează condiția de neutralitate electrică în unele situații de neechilibru termic cum este plasarea acestuia într-un cîmp uniform de generare optică, radioactivă sau într-un cîmp electric uniform și constant (cu unele excepții, vezi dioda Gunn). În alte situații se poate vorbi, eventual, numai de cvasineutralitate. Cîteva din cele mai cunoscute cazuri unde se poate aplica ipoteza de cvasineutralitate sînt prezentate în cele ce urmează.

3.1.1. Semiconductor cu dotare neuniformă aflat la echilibru termic

În figura 3.1 se prezintă un semiconductor de tip n — model unidimensional — dopat neuniform cu impurități donoare. Existența unui gradient al concentrației de impurități donoare determină apariția unui gradient al concentrației de purtători — în cazul de față — interesează electronii. Electronii, purtători mobili, difuzează spre zona cu concentrație mai mică de impurități determinînd apariția unor sarcini electrice nete și, ca urmare, apariția unui cîmp electric intern. Cîmpul electric intern se opune continuării procesului de difuzie, astfel că se obține o situație staționară. Este evident că existența unui cîmp electric presupune existența unei sarcini electrice $\rho_v \neq 0$ și încălcarea principiului neutralității. În unele situații, cîmpul electric intern și densitatea de sarcină de volum sînt atît de mici încît se poate considera că semiconductorul este cvasineutru. Pentru a se da un criteriu cantitativ se pleacă de la ecuația lui Poisson

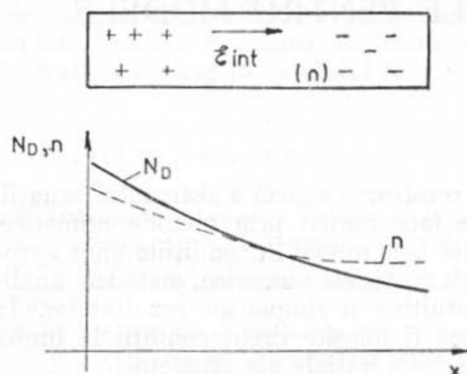


Fig. 3.1. — Semiconductor dopat neuniform cu impurități, aflat la echilibru termic.

$$d^2\psi/dx^2 = -(q/\varepsilon)(N_D - n), \tag{3.2}$$

unde s-a presupus: $N_D^{\bullet} \approx N_D$ (ionizare completă), $N_A = 0$ și $p \ll n$ (neglijarea purtătorilor minoritari).

Conform cu relația (2.52), aplicată pentru echilibru termic, între concentrația de electroni și potențialul electric există legătura

$$\psi = \text{const.} + (kT/q)\ln n. \tag{3.3}$$

Introducînd această relație în ecuația lui Poisson se obține

$$n = N_D + (\varepsilon kT/q^2)(d^2/dx^2)(\ln n). \tag{3.4}$$

Termenul cu derivata parțială de ordinul doi arată măsura devierii de la condiția de neutralitate

$$n = N_D. \tag{3.5}$$

Ca urmare, criteriul de cvasineutralitate se poate considera

$$(\varepsilon kT/q^2)\,|(d^2/dx^2)(\ln n)| \ll N_D. \tag{3.6}$$

Folosind în locul concentrației n concentrația N_D — conform cu (3.5) în sens aproximativ — după prelucrări algebrice, condiția (3.6) devine

$$|(d^2/dx^2)(\ln N_D)| \ll 1/L_D^2, \tag{3.7}$$

unde cu L_D s-a notat lungimea Debye extrinsecă dată de

$$L_D = \sqrt{\varepsilon kT/q^2N_D}. \tag{3.8}$$

Considerînd pentru un profil oarecare al concentrației de impurități o dezvoltare în serie de puteri în jurul punctului x_0, din care se rețin numai primii doi termeni

$$N_D(x) \approx N_D(x_0) + a\,(x - x_0), \tag{3.9}$$

unde a este practic gradientul concentrației de impurități, condiția de cvasineutralitate (3.7) devine

$$a^2 \ll (N_D / L_D)^2, \tag{3.10}$$

sau, printr-o exprimare cu inegalitate simplă

$$a < N_D / 3L_D. \tag{3.11}$$

Relația de mai sus poate fi considerată ca un criteriu general de apreciere a condiției de cvasineutralitate în cazul semiconductorului considerat:

3.1.2. Revenirea la neutralitate electrică

Se presupune un semiconductor neutru electric la care se strică în momentul $t = 0$ neutralitatea electrică, de exemplu, prin crearea într-o regiune a sa a unui exces de goluri $\Delta p(0)$. Datorită forțelor electrostatice dintre sarcinile nete care au apărut, semiconductorul tinde să revină la neutralitate. Scăderea în timp a concentrației în exces de goluri se face conform legii relaxării dielectrice

$$\Delta p(t) = \Delta p(0)\ \exp\,(-t/\tau_D), \tag{3.12}$$

unde τ_D este constanta dielectrică de relaxare, dată de

$$\tau_D = \varepsilon\rho, \tag{3.13}$$

unde ε este permitivitatea și ρ — rezistivitatea semiconductorului. Pentru siliciu cu $\varepsilon \approx 10^{-12}$ F/cm și $\rho = 1\Omega$ cm se obține $\tau_D \approx 1$ ps. Pentru marea majoritate a dispozitivelor semiconductoare această durată este foarte mică astfel încît se poate aprecia că neutralitatea se restabilește instantaneu. Sînt însă și situații în care unele dispozitive de frecvențe foarte mari sau viteze de comutație ridicată — realizate pe substrate semiconductoare rezistive — ajung să lucreze la limita constantei de timp a relaxării dielectrice. În aceste cazuri, deși în regim cvasistaționar se realizează condiția de cvasineutralitate, în regimul specificat de lucru neutralitatea nu se mai respectă.

3.1.3. Injecția laterală de purtători

Se presupune un semiconductor de tip n, uniform dopat care, așa cum s-a arătat, este neutru electric. Printr-o parte laterală a acestuia — model unidimensional — se injectează goluri (vezi figura 3.2). În urma injecției de

goluri, de-a lungul materialului se creează un gradient al concentrației de goluri. Golurile atrag electronii astfel încît și aceștia capătă un gradient de concentrație. Dacă în fiecare punct al semiconductorului considerat s-ar îndeplini condiția

$$p_n - p_{n0} = n_n - n_{n0}, \quad (3.14)$$

adică excesul local de goluri este egal cu excesul local de electroni, atunci neutralitatea se păstrează și la neechilibru. Condiția (3.14) nu poate fi niciodată îndeplinită exact datorită diferenței de mobilitate a purtătorilor. Deoarece $\mu_n > \mu_p$ apare un exces de sarcină pozitivă la capătul semiconductorului unde se face injecția și un exces de sarcină negativă la capătul opus; de aici, apare un cîmp electric intern în material. Sînt însă situații în care relația (3.14) este îndeplinită aproximativ — condiția de cvasineutralitate — și, în acest fel, se poate neglija cîmpul electric intern. Criteriile cantitative de apreciere a condiției de cvasineutralitate vor fi discutate în paragraful 3.1.4.

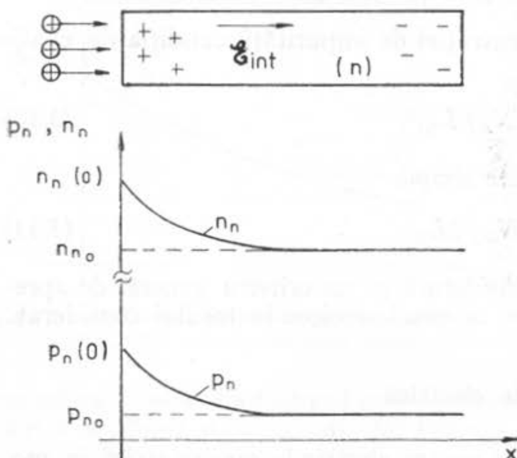


Fig. 3.2. — Injecția laterală de goluri într-un semiconductor de tip *n*.

Prin analogie cu semiconductorul descris în paragraful 3.1.1 este evident că mărimea sarcinilor nete și, inclusiv, a cîmpului electric intern, suferă o creștere pe măsura creșterii gradientului concentrației de goluri. Acest gradient crește odată cu creșterea nivelului de goluri injectate, $p_n(0)$, sau cu scurtarea semiconductorului (efect de joncțiune scurtă). Cazurile în care semiconductorul poate fi considerat cvasineutru se înscriu în ipoteza cunoscută sub denumirea de *nivel mic de injecție*. Celelalte cazuri formează ipoteza ***nivel mare de injecție***. În teoria joncțiunii *pn*, granița convențională dintre aceste situații este considerată de condiția

$$p_n(0) = n_{n0}.$$

3.1.4. Ecuațiile fizicii semiconductoarelor în ipoteza de cvasineutralitate

Utilizarea condiției de cvasineutralitate $\rho_v \approx 0$ sau, echivalent

$$p - n \approx N_A - N_D, \quad (3.15)$$

este cunoscută sub denumirea de aproximație ambipolară. În acest caz sistemul ecuațiilor fizicii semiconductoarelor nu mai conține ecuația lui Poisson; aceasta se înlocuiește cu relația (3.15). Utilizarea condiției de neutralitate în ecuația lui Poisson ar fi dat rezultatul $\mathcal{E} = 0$, ceea ce ar reprezenta o eroare grosolană în calculul curenților. Chiar dacă condiția de cvasineutralitate asigură un cîmp electric foarte slab, valoarea acestui cîmp trebuie cunoscută pentru determinarea satisfăcătoare a regimului electric. De aceea,

sistemul ecuaţiilor de bază (vezi paragraful 2.1) — model unidimensional — cuprinde ecuaţiile curenţilor, ecuaţiile de transport şi condiţia de neutralitate, după cum urmează:

$$j_p = qp\mu_p\mathcal{E} - qD_p\cdot \partial p/\partial x; \tag{3.16}$$

$$j_n = qn\mu_n\mathcal{E} + qD_n\cdot \partial n/\partial x; \tag{3.17}$$

$$\partial p/\partial t = -R - (1/q)\cdot \partial j_p/\partial x; \tag{3.18}$$

$$\partial n/\partial t = -R + (1/q)\cdot (\partial j_n/\partial x); \tag{3.19}$$

$$p - n = N_A - N_D. \tag{3.20}$$

Acest sistem are tot 5 ecuaţii cu aceleaşi necunoscute, $\mathcal{E}$, p, n, j_p şi j_n. Neglijînd curentul de deplasare, densitatea curentului total prin structură

$$j = j_p + j_n \tag{3.21}$$

are o valoare constantă de-a lungul axei Ox. Această observaţie permite o simplificare matematică deosebită. Cele cinci ecuaţii ale sistemului considerat, în varianta ambipolară, (3.16) ... (3.20), se pot reduce la o singură ecuaţie

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -R - \frac{b(N_D - N_A)}{[(b+1)p + (N_D - N_A)]^2}\left[\frac{j}{q}\cdot\frac{\partial p}{\partial x} - D_p(b+1)\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)^2\right] + $$
$$+ D_p b\,\frac{2p + (N_D - N_A)}{(b+1)p + (N_D - N_A)}\cdot\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}, \tag{3.22}$$

unde

$$b = \mu_n/\mu_p. \tag{3.23}$$

În măsura rezolvării ecuaţiei (3.22), deci, a cunoaşterii concentraţiei de goluri $p(x)$, celelalte patru variabile se determină cu relaţiile:

$$j_p = \{pj - qD_p b[2p + (N_D - N_A)]\cdot(\partial p/\partial x)\}/[(b+1)p + $$
$$+ b(N_D - N_A)]; \tag{3.24}$$

$$\mathcal{E} = (kT/q^2D_p)\cdot[j - qD_p(b-1)\cdot(\partial p/\partial x)]/[(b+1)p + b(N_D - N_A)]; \tag{3.25}$$

$$n = p - (N_A - N_D); \tag{3.26}$$

$$j_n = j - j_p. \tag{3.27}$$

Ecuaţia (3.22) care reprezintă punctul de plecare a calculelor poate fi scrisă într-o formă simetrică în p şi n:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -R + \left[\frac{p-n}{(p/\mu_p) - (n/\mu_n)}\right]\mathcal{E}\frac{\partial p}{\partial x} + $$
$$+ \left[\frac{p+n}{(p/D_n) + (n/D_p)}\right]\cdot\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \tag{3.28}$$

Această relaţie este cunoscută sub denumirea de ecuaţia lui Roosbroeck. Mai mult, ecuaţia (3.28) se poate scrie simplificat

$$\partial p/\partial t = -R + \mu^*\mathcal{E}\cdot \partial p/\partial x + D^*\cdot \partial^2 p/\partial x^2, \tag{3.29}$$

unde mărimile μ^* şi D^* sînt date de:

$$\mu^* = (p - n) / [(p/\mu_p) - (n/\mu_n)] \quad (3.30)$$

şi

$$D^* = (p + n) / [(p/D_n) + (n/D_p)] \quad (3.31)$$

(Se observă că între D^* şi μ^* nu se respectă relaţia lui Einstein).

După rezolvarea ecuaţiilor de mai sus, ecuaţia lui Poisson poate fi acum folosită pentru stabilirea unui criteriu cantitativ general de apreciere a condiţiei de cvasineutralitate. Cunoscînd mărimea intensităţii cîmpului electric, criteriul de cvasineutralitate este

$$\left| \frac{\varepsilon \nabla \cdot \vec{\mathcal{E}}}{q(p - N_A)} \right| = \left| \frac{\varepsilon \nabla \cdot \vec{\mathcal{E}}}{q(n - N_D)} \right| \ll 1. \quad (3.32)$$

Ştiind că ecuaţia lui Poisson are forma $\Delta \cdot \vec{\mathcal{E}} = \rho_v/\varepsilon$, relaţia (3.32) certifică, de fapt, inegalităţile:

$$\rho_v \ll q(p - N_A); \quad (3.33)$$

$$\rho_v \ll q(n - N_D), \quad (3.34)$$

ceea ce constituie condiţiile de neglijare a densităţii de volum a sarcinii electrice.

3.2. Aproximaţia de golire

Aproximaţia de golire se aplică în regiunile semiconductoare unde există un gradient puternic al concentraţiei de impurităţi, reprezentînd, astfel, cazul opus neutralităţii electrice. Asemenea situaţii se întîlnesc la joncţiuni *pn*, contacte metal-semiconductor, joncţiuni *pn* induse de cîmp, regiuni n/n^+ sau p/p^+. În aceste regiuni apar cîmpuri electrice intense datorate, în special, sarcinii spaţiale a ionilor de impurităţi. Purtătorii de sarcină au aici concentraţii foarte mici, drept pentru care aceste regiuni se numesc şi regiuni golite. Conform aproximaţiei de golire, în regiunile de sarcină spaţială (golite)densitatea de volum a sarcinii electrice este dată de

$$\rho_v \approx q(N_D^* - N_A^*), \quad (3.35)$$

aproximaţie care provine din neglijarea sarcinii purtătorilor mobili

$$p - n \ll N_D^* - N_A^*. \quad (3.36)$$

Aproximaţia de golire permite integrarea rapidă a ecuaţiei lui Poisson în model unidimensional. Relaţiile analitice care descriu expresiile intensităţii cîmpului electric, potenţialului electric şi lărgimii regiunii golite sînt simple — avantaj major pentru modelele analitice — şi oferă o precizie foarte bună în cele mai multe cazuri. În secţiunea prezentă se comentează rezultatele obţinute prin aproximaţia de golire, cazurile în care se obţin erori apreciabile şi se prezintă alternative analitice pentru descrierea regiunilor cu gradient mare al concentraţiei de impurităţi. Exemplificările se fac pe joncţiuni *pn* şi pe regiuni golite la suprafaţa semiconductorului.

3.2.1. Regiunea de sarcină spațială a unei joncțiuni *pn* la echilibru termic

Cel mai simplu caz de joncțiune *pn* la care se aplică aproximația de golire este o joncțiune abruptă, avînd concentrații constante de impurități în cele două regiuni ale acesteia (fig. 3.3). S-a luat în considerație cazul în care doparea celor două regiuni nu este mult diferită, adică $N_A \approx N_D$; în figura 3.3, $N_A = 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ și $N_D = 2 \cdot 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$. O astfel de joncțiune se va numi simetrică sau cvasimetrică spre deosebire de joncțiunile asimetrice, notate p^+n ($N_A \gg N_D$) sau n^+p ($N_D \gg N_A$).

Fenomenul de difuzie a purtătorilor de sarcină face ca să scadă apreciabil concentrația acestora în vecinătatea joncțiunii metalurgice ($x = 0$). Scăderea concentrației de electroni și de goluri este mai evidentă atunci cînd se folosește o scară liniară pentru reprezentarea grafică — figura 3.3 *c*. Ca urmare, densitatea de volum a sarcinii electrice în interiorul regiunii golite se aproximează:

$$\rho_v = \begin{cases} -qN_A, & -l_{p0} < x < 0 \\ +qN_D, & 0 < x < l_{n0} \end{cases} \tag{3.37}$$

(se presupune ionizarea completă a impurităților).

Delimitarea regiunii golite de cele două regiuni neutre, prin abscisele l_{p0} și l_{n0}, rezultă din condițiile electrice de:

— neutralitatea globală a sarcinii în regiunea golită

$$N_A l_{p0} = N_D l_{n0}; \tag{3.38}$$

— asigurarea unei diferențe de potențial între capetele regiunii golite egală cu diferența internă de potențial

$$\Psi(l_{n0}) - \Psi(-l_{p0}) = \Phi_{B0}. \tag{3.39}$$

Integrînd ecuația lui Poisson unidimensională, cu expresia lui ρ_v, dată de (3.37), în condiții la limită precizate în figura 3.3, se obțin următoarele expresii pentru intensitatea cîmpului electric și potențialul electric:

$$\mathcal{E}(x) = \begin{cases} -(qN_A/\varepsilon)\,(x + l_{p0}) \\ -(qN_D/\varepsilon)\,(l_{n0} - x); \end{cases} \tag{3.40}$$

$$\Psi(x) = \begin{cases} (qN_A/2\varepsilon)\,(x + l_{p0})^2 \\ \Phi_{B0} - (qN_D/2\varepsilon)\,(l_{n0} - x)^2. \end{cases} \tag{3.41}$$

Lărgimea totală a regiunii de sarcină spațială ($l_0 = l_{n0} + l_{p0}$) este dată de

$$l_0 = \sqrt{(2\varepsilon/q)\cdot(1/N_A + 1/N_D)\,\Phi_{B0}}. \tag{3.42}$$

Uneori relația de mai sus se modifică pentru a se ține seamă de contribuția, la mărimea sarcinii ρ_v, a purtătorilor majoritari la capetele regiunii golite. Pentru aceasta se apreciază că tensiunea susținută de fiecare parte a regiunii golite (din regiunea *p* și din regiunea *n*) este mai mică cu kT/q față

de valorile considerate pînă acum; în consecință, relația (3.42) devine

$$l_0 = \sqrt{(2\varepsilon/q)\cdot(1/N_A + 1/N_D)\cdot(\Phi_{B0} - 2\cdot kT/q)}. \quad (3.43)$$

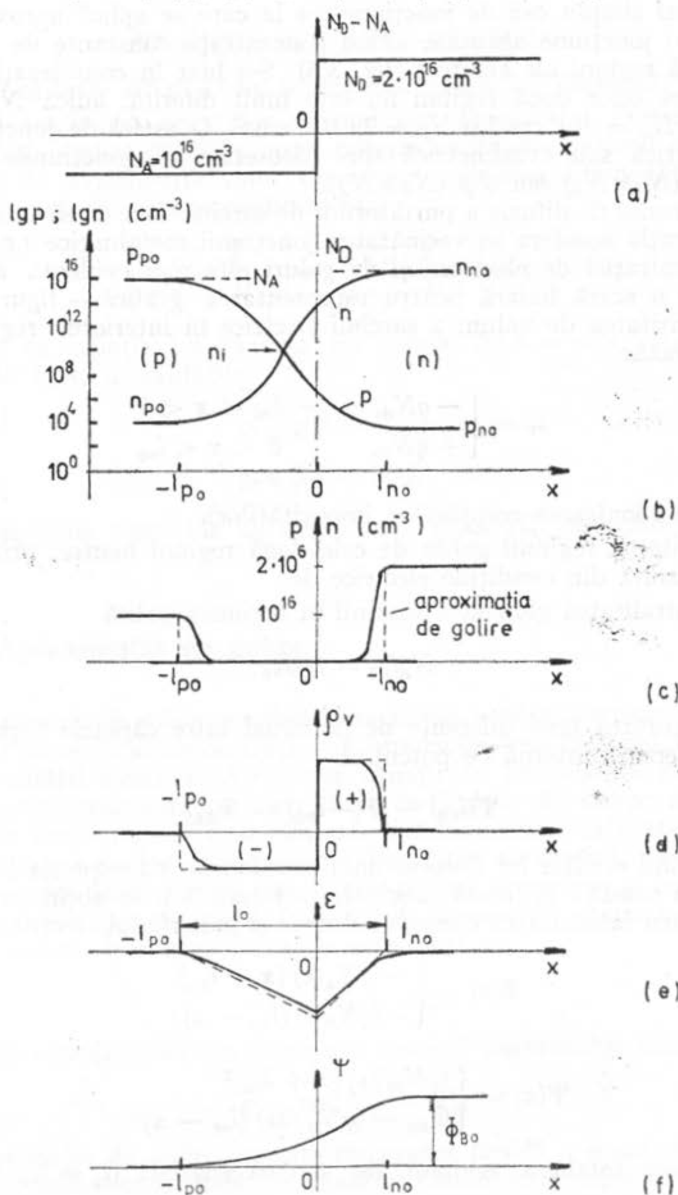


Fig. 3.3. – Joncțiune *pn* abruptă, cvasimetrică; distribuțiile concentrațiilor de impurități (*a*), de purtători (*b*, *c*), a sarcinii electrice (*d*), intensității cîmpului electric (*e*) și potențialului electric (*f*).

Pentru o joncțiune abruptă asimetrică, $p^+n(N_A \gg N_D)$ sau $n^+p(N_D \gg N_A)$, se notează cu N_B cea mai mică dintre concentrațiile N_A și N_D; relațiile (3.42) și (3.43) devin

$$l_0 = \sqrt{(2\varepsilon/qN_B)\Phi_{B0}} = L_D\sqrt{2\Phi_{B0}/(kT/q)} \quad (3.44)$$

şi, respectiv

$$l_0 = \sqrt{(2\varepsilon/qN_B)(\Phi_{B0} - 2kT/q)} = L_D\sqrt{2[\Phi_{B0}/(kT/q) - 2]}, \quad (3.45)$$

unde L_D este lungimea Debye extrinsecă, dată de

$$L_D = \sqrt{\varepsilon kT/q^2N_B}. \quad (3.46)$$

Aplicarea relaţiilor (3.44) sau (3.45) la o joncţiune abruptă asimetrică duce, în cazul unor nesimetrii puternice, la erori apreciabile. În astfel de situaţii intervin două fenomene noi. Primul este ilustrat în figura 3.4. Datorită concentraţiei mari de goluri în regiunea p^+ şi a grosimii mici a regiunii golite din această zonă ($l_{p0} \to 0$), concentraţia de goluri în regiunea n, goluri provenite prin difuzie din regiunea p^+, nu mai poate fi neglijată în raport cu concentraţia de impurităţi donoare. Dacă se îndeplineşte inegalitatea

$$p(0) > N_D, \quad (3.47)$$

se obţine chiar un strat de inversie în regiunea n a joncţiunii, lîngă joncţiunea metalurgică. Ca urmare, ipoteza de golire $\rho_v = qN_D$ pentru $x \in (0, l_{n0})$ nu mai este valabilă datorită contribuţiei semnificative a golurilor din stratul de inversie.

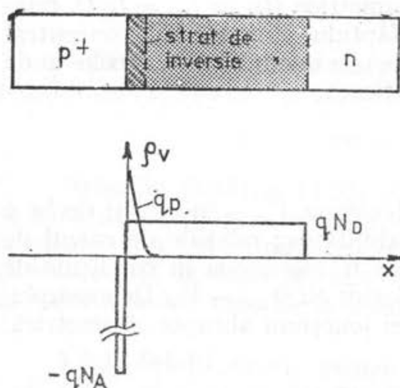


Fig. 3.4. — Apariţia unui strat de inversie în regiunea n a unei joncţiuni pn aflată la echilibru termic.

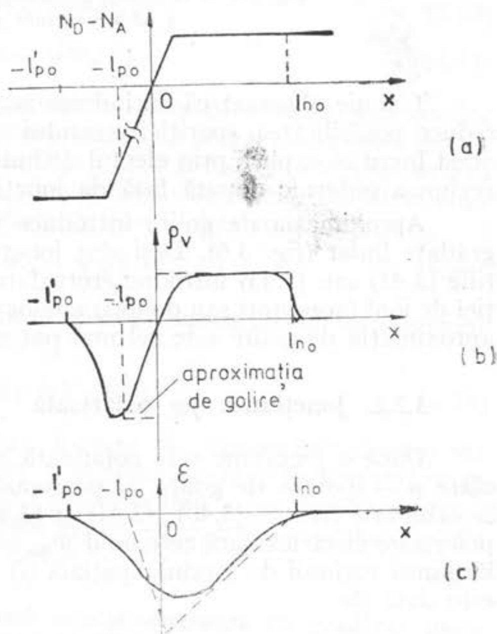


Fig. 3.5. — Joncţiune asimetrică cvasiabruptă; a — concentraţia de impurităţi; b — densitatea de volum a sarcinii; c — intensitatea cîmpului electric.

Al doilea fenomen specific joncţiunilor asimetrice este ilustrat în figura 3.5, unde s-a considerat o joncţiune cvasiabruptă. Acest caz se apropie de realitate întrucît trecerea de la concentraţia de impurităţi acceptoare la

concentrația de impurități donoare nu se poate face cu pantă infinită, ci gradat. Conform ipotezei de golire, abscisa $x = -l_{p0}$ se poate stabili, datorită valorii foarte mici, în zona de variație (gradată) a concentrației de acceptori. Aceeași ipoteză stabilește totodată că în afara regiunii golite se găsesc două regiuni neutre. Dar, conform celor observate, zona p situată la stînga absisei $x = -l_{p0}$ are disponibil un gradient de concentrație puternic. Așa cum s-a arătat în paragraful 3.1.1, o astfel de regiune semiconductoare nu poate fi neutră. De aceea, regiunea de sarcină spațială se continuă în regiunea p pînă la o abscisă $x = -l'_{p0}$, cu $l'_{p0} > l_{p0}$. În acest caz, distribuțiile de sarcină electrică și intensitate cîmp electric se modifică conform figurilor 3.5 *b* și *c*.

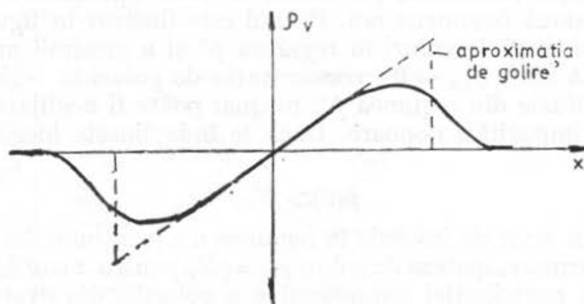


Fig. 3.6. — Distribuția densității sarcinii în regiunea golită a unei joncțiuni gradată liniar.

Trebuie observat că extinderea regiunii golite în zona puternic dopată reduce posibilitatea apariției stratului de inversie în regiunea slab dopată; acest lucru se explică prin efectul de îndepărtare a purtătorilor majoritari din regiunea puternic dopată față de joncțiunea metalurgică.

Aproximația de golire introduce unele erori și în cazul joncțiunilor gradate liniar (fig. 3.6). Deși sînt joncțiuni simetrice ($l_{p0} = l_{n0} = l_0/2$), relațiile (3.42) sau (3.43) introduc erori datorită faptului că maximul concentrației de ioni (acceptori sau donori) are loc la capetele regiunii golite, acolo unde aproximația de golire este cel mai puțin justificată.

3.2.2. Joncțiunea *pn* polarizată

Dacă o joncțiune este polarizată cu o tensiune V_A — în sensul de la p către n — ipoteza de golire își păstrează valabilitatea; relațiile de calcul de la echilibru termic, (3.40), (3.41) și (3.42), pot fi folosite și în condițiile de polarizare electrică dacă termenul Φ_{B0} este înlocuit cu $\Phi_{B0} - V_A$. De exemplu, lărgimea regiunii de sarcină spațială (l) a unei joncțiuni abrupte, asimetrică, este dată de

$$l = \sqrt{(2\varepsilon/qN_B)\cdot(\Phi_{B0} - V_A)}. \tag{3.48}$$

Procedura de modificare a relațiilor de calcul, descrisă mai înainte, este justificată numai în condițiile unui nivel mic de injecție care face ca toată tensiunea aplicată să se regăsească între limitele regiunii golite. Într-adevăr, așa cum s-a arătat în paragraful 3.1.3, la nivel mic de injecție, regiunile neutre își păstrează cvasineutralitatea care constă în neglijarea cîmpului electric intern și, implicit, a căderilor de tensiune.

Relația (3.48) pune în evidență faptul că în polarizare directă ($V_A > 0$), lărgimea regiunii de sarcină spațială se micșorează față de echilibru termic ($l < l_0$); în mod similar, pentru polarizare inversă ($V_A < 0$), există inegalitatea $l > l_0$. În conformitate cu aprecierile calitative, făcute în paragraful precedent, privind îndepărtarea purtătorilor mobili de joncțiunea metalurgică, se trage concluzia că aproximația de golire este mai bine justificată în regimul de polarizare inversă. De aceea, calculele făcute pe baza aproximației de golire pentru regimul de străpungere, curentul invers de generare în regiunea golită și capacitatea de barieră satisfac în cele mai bune condiții criteriile de precizie.

Pentru regiunea golită a unei joncțiuni *pn* polarizată se mai folosește o ipoteză utilă în modelele analitice. Această ipoteză se numește *aproximația de cvasiechilibru* și este necesară pentru calculul concentrațiilor de electroni și goluri în această regiune. Pentru aceasta trebuie cunoscute modul de variație spațială a cvasinivelelor Fermi, Φ_p și Φ_n. Preluarea de către regiunea golită a întregii tensiuni aplicate (V_A) stabilește condiția

$$\Phi_p(-l_p) - \Phi_n(l_n) = V_A. \tag{3.49}$$

Pentru determinarea variației spațiale a cvasinivelelor Fermi se apelează la expresiile densităților de curent ale golurilor și electronilor:

$$j_p = -qp\mu_p \cdot \mathrm{d}\Phi_p/\mathrm{d}x; \tag{3.50}$$

$$j_n = -qn\mu_p \cdot \mathrm{d}\Phi_n/\mathrm{d}x. \tag{3.51}$$

Pentru densitățile uzuale de curenți întîlnite în tehnica joncțiunilor *pn* și în condițiile unei variații largi a concentrațiilor *p* și *n* în regiunea golită, singura modalitate de satisfacere a relațiilor (3.50) și (3.51) este considerarea unui gradient foarte mic, practic nul, al cvasinivelelor Fermi. Condițiile obținute: $\Phi_p \approx \text{const.}$ și $\Phi_n \approx \text{const.}$, corelate cu (3.49) determină relația

$$\Phi_p(x) - \Phi_n(x) = V_A, \quad x \in (-l_p, l_n). \tag{3.52}$$

Relația (3.52) are un echivalent în expresiile concentrațiilor de electroni și goluri, de forma

$$pn = n_i^2 \cdot \exp(qV_A/kT). \tag{3.53}$$

Relațiile (3.52) și (3.53) constituie ipoteza de cvasiechilibru care stă la baza deducerii prin metode analitice a expresiei caracteristicii statice la joncțiunea *pn*. Denumirea ipotezei, de *„cvasiechilibru"*, provine din faptul că se lucrează la densități mici de curent ($j_p \approx 0$ și $j_n \approx 0$), depărtate puțin de valorile exact nule de la echilibru termic.

3.2.3. Soluții exacte pentru regiuni semiconductoare cu gradient mare al concentrației de impurități la echilibru termic

Analiza prezentă pleacă de la integrarea ecuației lui Poisson fără a se mai neglija concentrațiile purtătorilor mobili de sarcină, dar se va păstra ipoteza ionizării complete [8]

$$\mathrm{d}^2\psi/\mathrm{d}x^2 = (-q/\varepsilon)(p - n + N_D - N_A). \tag{3.54}$$

Ecuația (3.54) se va scrie în variabile normalizate. Pentru potențialul electric, variabila normalizată este $u = \psi/(kT/q)$, avînd ca origină acea

valoare a potențialului pentru care $p = n = n_i$. Ca urmare, concentrația purtătorilor mobili se scrie

$$p - n = n_i[\exp(-u) - \exp(u)] = -2n_i \sinh(u). \quad (3.55)$$

Prin similitudine cu (3.55) expresia concentrației de impurități se scrie

$$N_A - N_D = -2n_i \sinh(U_0)] \quad (3.56)$$

(mărimea U_0 este constantă pentru fiecare regiune a unei joncțiuni abrupte, dar diferă de la o regiunea la cealaltă).

În urma acestor transformări de variabile, ecuația (3.54) devine

$$d^2u/dx^2 = (1/L_{Di}^2)\,[\sinh(u) - \sinh(U_0)], \quad (3.57)$$

unde L_{Di} este lungimea Debye intrinsecă, dată de:

$$L_{Di} = \varepsilon kT/2q^2 n_i. \quad (3.58)$$

În figura 3.7 se prezintă, sub formă calitativă, graficul potențialului electric și convențiile de semne. Limitele asimptotice ale potențialului u (pentru $x \to \pm\infty$) sînt notate cu U_{01} și U_{02} și, conform cu relația (3.56), corespund la:

$$U_{01} = -\ln(N_A/n_i);\; U_{02} = +\ln(N_D/n_i). \quad (3.59)$$

Este evident că pentru o joncțiune pn semnele pentru U_0 sînt: $U_{01} < 0$ și $U_{02} > 0$. Calculele care se vor face pot fi extinse însă și la alte structuri cu gradient mare al concentrației de impurități, schimbînd corespunzător semnele pentru U_{01} și U_{02}. Astfel, pentru o structură p^+p: $U_{01} < 0$; $U_{02} < 0$, iar pentru o structură n^+n: $U_{01} > 0$; $U_{02} > 0$.

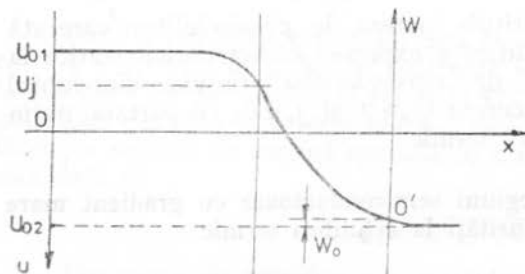


Fig. 3.7. – Model pentru soluția generală a potențialului electric într-o joncțiune pn abruptă.

Integrarea ecuației (3.57) se va face în două trepte. Prima treaptă este analitică și se bazează pe faptul că

$$d^2u/dx^2 = (du/dx) \cdot d(du/dx), \quad (3.60)$$

alegînd ca limită-referință de integrare $x = \infty$, unde $u = U_{02}$ și $du/dx = 0$, se obține

$$du/dx = (\sqrt{2}/L_{Di})\,\{(u_{02} - u)\sinh(U_{02}) - [\cosh(U_{02}) - \cosh(u)]\}^{1/2}. \quad (3.61)$$

Această relație exprimă dependența cîmpului electric ($\mathscr{E} = -du/dx$) de potențialul electric (u). Pentru a doua integrare se face mai întîi o rearanjare algebrică

$$dx/L_{Di} = du\,/\,\sqrt{2}\,[\cosh(u) - \cosh(U_{02}) + (U_{02} - u)\sinh(U_{02})]^{1/2}. \quad (3.62)$$

Limita-referință de integrare se alege acum: $x = 0$, unde $u = U_j$ (arbitrar) conform cu figura 3.7; integrînd, se obține

$$\frac{x}{L_{Di}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{U_j}^{u} \frac{du}{[\cosh(u) - \cosh(U_{02}) + (U_{02} - u)\sinh(U_{02})]^{1/2}}. \quad (3.63)$$

Integrala din relația de mai sus nu mai poate fi rezolvată analitic. Pentru o prezentare mai simplă a rezultatelor se face o altă alegere a referințelor pentru distanță și potențial. Noua origine pentru potențial este punctul O' din figura 3.7; conform cu această alegere, variabila pentru potențial este

$$W = U_{02} - u. \quad (3.64)$$

Pentru a nu folosi $x = -\infty$ ca origine a distanțelor, se alege un punct arbitrar care corespunde unui potențial W_0, dat de

$$W_0 = 0{,}59944. \quad (3.65)$$

Pentru abscisă se va păstra notația x, domeniul de interes fiind acum $x < 0$.

Folosind aceste noi variabile, relația (3.63) devine

$$\frac{x}{L_D} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \int_{W_0}^{W} \left[\frac{e^{U_{02}} + e^{-U_{02}}}{e^{U_{02}}(e^{-W} + W - 1) + e^{-U_{02}}(e^{W} - W - 1)}\right]^{1/2} \cdot dW, \quad (3.66)$$

unde L_D este lungimea Debye

$$L_D = \sqrt{\frac{kT\varepsilon}{q^2} \cdot \frac{1}{N_D + N_A}} = \sqrt{\frac{kT\varepsilon}{q^2} \cdot \frac{1}{2n_i \cosh(U_0)}}. \quad (3.67)$$

Relația (3.66) reprezintă distribuția potențialului în funcție de distanță și poate fi rezolvată numai numeric. Derivînd această relație se obține expresia intensității cîmpului electric (în coordonate generalizate)

$$\frac{dW}{d(x/L_D)} = \sqrt{2}\left[\frac{e^{|U_{02}|}(e^{-W} + W - 1) + e^{-|U_{02}|}(e^{W} - W - 1)}{e^{|U_{02}|} + e^{-|U_{02}|}}\right]^{1/2}. \quad (3.68)$$

La fel ca și relația (3.61), funcția (3.68) a intensității cîmpului electric se exprimă analitic. În figurile 3.8 și 3.9 se prezintă sub formă grafică rezultatele calculelor numerice aplicate relației (3.66), respectiv rezultatele calculului analitic cu relația (3.68). Parametrul utilizat în aceste figuri este U_{02} — vezi relația (3.59); pentru o joncțiune pn, semnul lui U_{02} este pozitiv. Potențialul electric are o distribuție parabolică, respectiv intensitatea cîmpului electric o distribuție liniară — independentă de parametrul U_{02} — pînă la abscisa la care $W \approx 2U_{02}$. Această situație corespunde întru totul cu aproximația de golire. Pentru $W > 2U_{02}$ se instalează un strat de inversie conform celor discutate în paragraful 3.2.1; datorită densității mari de sarcină într-un astfel de strat, potențialul electric și intensitatea cîmpului electric suferă variații bruște cu distanța (porțiunile verticale ale curbelor din figurile 3.8 și 3.9).

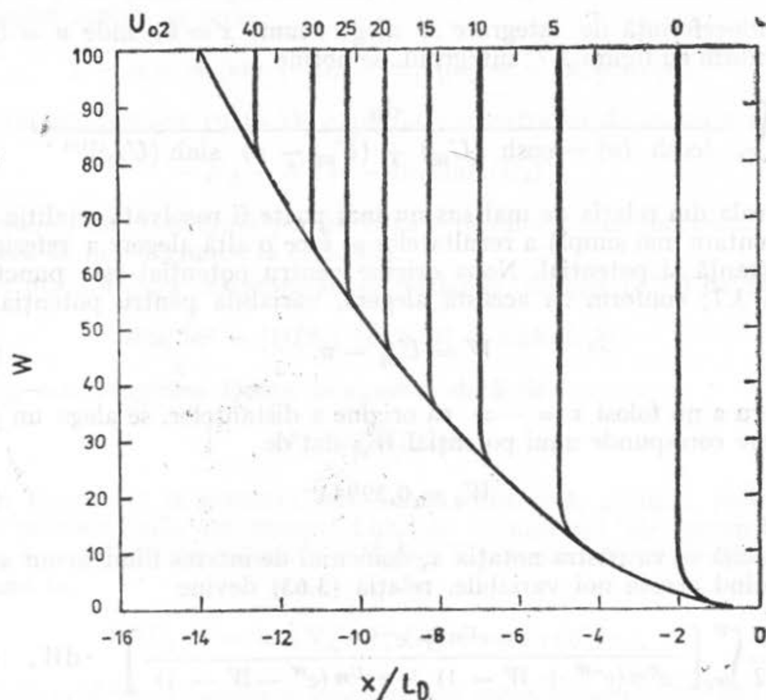


Fig. 3.8. — Dependența potențialului normalizat W de distanța normalizată x/L_D pentru o joncțiune abruptă.

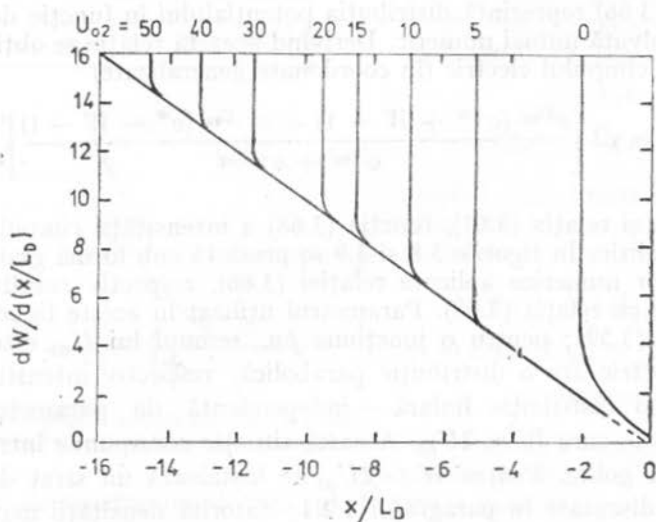


Fig. 3.9. — Dependența intensității cîmpului electric normalizat $dW/d(x/L_D)$ de distanța normalizată x/L_D pentru o joncțiune abruptă.

Rezultatele calculului numeric asupra distribuției de potențial (figura 3.8) au fost convertite în expresii analitice de aproximare, după cum urmează:

$$W = (1/2)\cdot(-x/L_D)^2 + 1, \quad \text{pentru } x/L_D < -1{,}22; \quad (3.69)$$

$$W = 0{,}582\cdot\exp(-0{,}9\, x/L_D), \quad x/L_D \in (-1{,}22;\ 1{,}27); \quad (3.70)$$

$$W = \exp(-0{,}41209 - x/L_D), \quad x/L_D > 1{,}27. \quad (3.71)$$

Relația (3.69) este similară cu expresia (3.41) a potențialului electric în aproximația de golire, completată cu corecția kT/q — vezi relația (3.45).

Avînd în vedere observațiile privind apariția stratului de inversie la joncțiunile abrupte asimetrice, o aproximare mai bună pentru lărgimea regiunii de golire la echilibru termic se obține utilizînd în relația (3.44) următoarea expresie pentru diferența internă de potențial

$$\Phi_{B0} = (2U_{02})(kT/q) = 2\,(kT/q)\cdot\ln(N_B/n_i). \quad (3.72)$$

Această relație pentru Φ_{B0} se poate păstra și în condițiile polarizării directe. Pentru joncțiuni cvasisimetrice în orice regim de polarizare și pentru joncțiuni asimetrice în regim de polarizare inversă — unde nu există strat de inversie — se revine la expresia lui Φ_{B0} dată de aproximația de golire

$$\Phi_{B0} = (kT/q)\cdot\ln(N_A N_D/n_i^2). \quad (3.73)$$

În concluzie, se pot face următoarele afirmații privind posibilitatea descrierii analitice a regiunilor de sarcină spațială (gradient mare al concentrației de impurități):

— Soluțiile exacte dovedesc că pot merge pe calea analitică numai pînă la expresia intensității cîmpului electric; pentru potențialul electric sînt necesare metode numerice.

— Pentru joncțiuni abrupte asimetrice există posibilitatea inversării regiunii slab dopate. Această situație se menține în polarizare directă, dar dispare în polarizarea inversă, unde există cel mai mare interes de cunoaștere a regimului electric.

— Joncțiunea abruptă este numai un caz particular al joncțiunilor întîlnite în tehnică. Joncțiunile difuzate se îndepărtează adesea de la modelul abrupt.

În concluzie, aproximația de golire este cea mai eficace ipoteză a metodelor analitice aplicate regiunilor de sarcină spațială. Soluțiile exacte întăresc precizia acestei ipoteze prin corecțiile exprimate în relațiile (3.69) și (3.72).

3.2.4. Regiunea de sarcină spațială la suprafața unui semiconductor

La suprafața unui semiconductor se pot forma regiuni de sarcină spațială datorită fenomenelor de recombinare care au loc aici sau prin efectul unui cîmp electric exterior (structuri MIS).

Apariția unui strat de inversie reprezintă un fenomen fundamental; de asemenea, se întîlnește și regimul de acumulare care constă în creșterea concentrației de purtători mobili la suprafață.

În prezentul paragraf interesează modul în care aproximația de golire permite descrierea fenomenelor electrice din regiunile de sarcină spațială de la suprafață (regimul de golire și de inversie).

Pentru exemplificare, în figura 3.10 s-a considerat un semiconductor de tip n, cu concentrația de impurități constantă N_D. Conform aproximației de golire, la aplicarea unui potențial negativ, la suprafață, se formează o regiune de sarcină spațială avînd densitatea de volum a sarcinii

$$\rho_v \approx qN_D, \quad x \in (0, x_d), \tag{3.74}$$

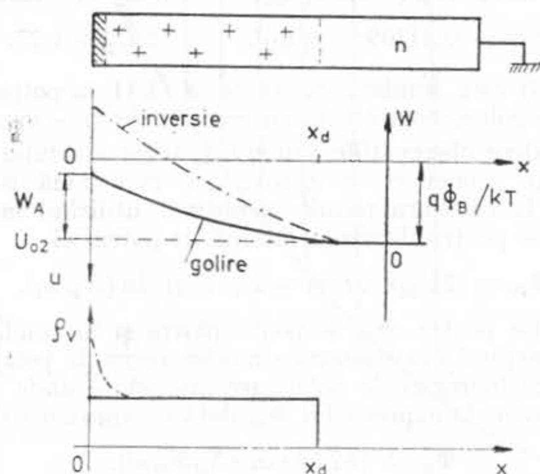


Fig. 3.10. – Model pentru calculul mărimilor electrice din regiunea de sarcină spațială de la suprafața unui semiconductor.

unde x_d este lărgimea regiunii de golire. Rezultă că mărimile electrice din această regiune sînt aceleași ca pentru o joncțiune abruptă asimetrică, p^+n. Ca urmare, analog cu relația (3.44)

$$x_d = \sqrt{(2\varepsilon/qN_D)\,\psi_s}, \tag{3.75}$$

unde ψ_s este diferența de potențial dintre suprafață și volum (vezi figura 3.10), mai simplu spus – potențialul de suprafață. Aproximația de golire este valabilă pînă la inversie puternică, adică $\psi_s \leqslant 2\Phi_B$, unde Φ_B este dat de

$$\Phi_B = (kT/q)\ln(N_D/n_i). \tag{3.76}$$

Se reamintește că limita de inversie slabă este considerată pentru

$$\psi_s = \Phi_B, \tag{3.77}$$

iar pentru inversie puternică

$$\psi_s = 2\Phi_B. \tag{3.78}$$

Aproximația de golire permite calculul sarcinii totale din regiunea golită de la suprafață

$$Q_s = qN_Dx_d = \sqrt{2\varepsilon qN_D\psi_s}\,. \tag{3.79}$$

Pentru a putea compara rezultatele aproximației de golire cu soluțiile exacte se apelează la aceeași procedură ca în paragraful precedent (valabil pentru joncțiuni abrupte asimetrice). De altfel, în figura 3.10 s-a reprezentat și variabila pentru potențial $W = U_{02} - u$, unde $U_{02} = q\Phi_B/kT$. De aceea,

rezultatele privind potențialul electric și intensitatea cîmpului electric, prezentate în figurile 3.8 și 3.9, sînt valabile și aici. În cazul de față interesează expresia exactă a densității de volum a sarcinii electrice atît pentru calculul sarcinii Q_s — inclusiv în regim de inversie (ceea ce nu se putea în cadrul aproximației de golire) — cît și pentru a constata valabilitatea aproximației (3.74).

Se vor nota: ρ_v — densitatea de volum a sarcinii — valoare exactă; ρ_{v0} — densitatea de volum a sarcinii — conform aproximației de golire. Conform cu notațiile și rezultatele din paragraful precedent se obține succesiv

$$\left|\frac{\rho_v}{\rho_{v0}}\right| = \frac{q\,|(N_A - N_D) - (p - n)|}{q\,|N_A - N_D|} = \frac{|\sinh(U_{02}) - \sinh(u)|}{|\sinh(U_{02})|} =$$

$$= \left|\frac{e^{U_{02}} - e^{-U_{02}} - e^{U_{02}-W} + e^{W-U_{02}}}{e^{U_{02}} - e^{-U_{02}}}\right| \qquad (3.80)$$

Pentru cazurile în care $U_{02} > 2$ $(N_D > n_i e^2 \approx 8n_i)$, expresia (3.80) capătă o formă mai simplă

$$\left|\frac{\rho_v}{\rho_{v0}}\right| \approx |1 - e^{-W} + e^{W-2U_{02}}|. \qquad (3.81)$$

Rezultatele oferite de relațiile (3.80) sau (3.81) sînt prezentate în figura 3.11 *a* sub forma dependenței raportului ρ_v/ρ_{v0} de mărimea potențialului normalizat. În figura 3.11 *b* se prezintă dependența aceluiași raport de distanța normalizată x/L_D, distanță avînd originea în punctul cu $W_0 = 0{,}59944$.

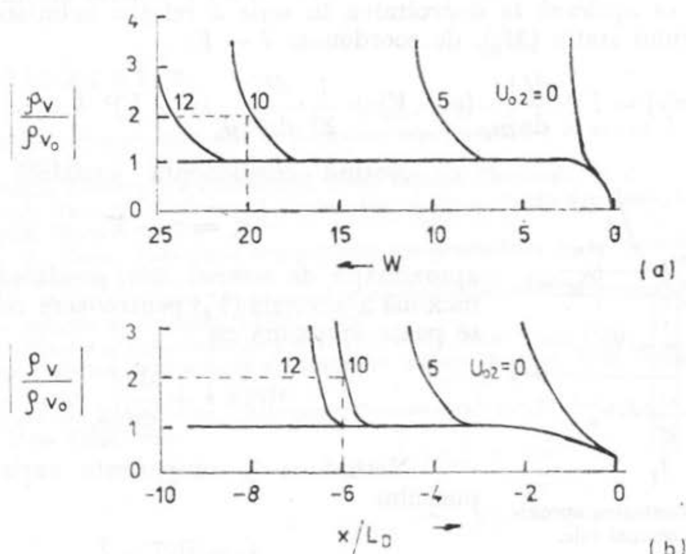


Fig. 3.11. — Dependența densității de volum a sarcinii electrice (normalizată) de valorile normalizate ale potențialului electric (*a*) și distanței (*b*), avînd ca parametru doparea cu impurități (U_0).

Aproximația de golire este valabilă pe domeniul în care raportul ρ_v/ρ_{v0} are valoare unitară. Devieri de la această aproximație au loc în apropierea limitei dinspre volum a regiunii de golire $(x \approx 0)$ — pe o distanță $\approx L_D$ — și, dacă apare inversia, în vecinătatea suprafeței — pe o distanță $\simeq 0{,}5\ L_D$. În fi-

gura 3.11 s-au marcat principalele rezultate obţinute pentru cazul $U_{02} = 10$ şi $W = 20 = 2U_{02}$ (limita de inversie puternică). Mărimea regiunii golite este $x_d = 6L_D$.

Dacă se utilizează aproximaţia de golire, sub forma relaţiei (3.75) cu mărimi normalizate (vezi (3.44)), se obţine

$$x_d = L_D \sqrt{q\psi_s / kT} = L_D \sqrt{W} = 4{,}5\, L_D,$$

ceea ce corespunde unei erori de 1,5 L_D, estimate mai sus. Eroarea scade însă în regimul de golire, fără strat de inversie. Aceste rezultate confirmă şi pentru cazul regiunilor golite la suprafaţă, concluziile privind valabilitatea aproximaţiei de golire.

3.3. Aproximaţia de semnal mic

În studiul regimului variabil al componentelor electronice se întîlneşte adesea aproximaţia de semnal mic. Aceasta corespunde regimului de funcţionare pentru amplificatoarele de semnal, regim care trebuie să fie liniar. Caracteristica generală a oricărei componente electronice active este însă neliniaritatea dependenţei dintre mărimile electrice. Pentru a se putea obţine o funcţionare liniară, amplitudinea variabilei independente se micşorează pînă la nivelul la care dependenţa dintre cele două variabile se poate aproxima cu tangenta la curbă în punctul static de funcţionare considerat (vezi în acest sens figura 3.12, unde s-a considerat o dependenţă i—v). Din punct de vedere matematic se apelează la dezvoltarea în serie a relaţiei neliniare $i - v$, în jurul punctului static (M_0), de coordonate $I - V$:

$$i(v) = I + \left.\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}v}\right|_{M_0} (v - V) + \frac{1}{2!} \cdot \left.\frac{\mathrm{d}^2 i}{\mathrm{d}v^2}\right|_{M_0} (v - V)^2 + \ldots . \tag{3.82}$$

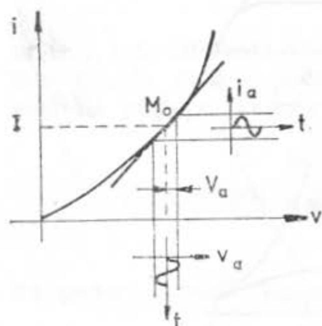


Fig. 3.12. — Ilustrarea aproximaţiei de semnal mic.

Notînd componenta variabilă cu

$$v_a = v - V, \tag{3.83}$$

aproximaţia de semnal mic precizează valoarea maximă a acesteia (V_a) pentru care relaţia (3.82) se poate aproxima cu

$$i(v) \approx I + \left.\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}v}\right|_{M_0} v_a. \tag{3.84}$$

Notînd cu i_a componenta variabilă a răspunsului

$$i_a = i(v) - I, \tag{3.85}$$

între cele două componente se stabileşte o relaţie liniară

$$i_a = g v_a, \tag{3.86}$$

unde g, admitanţa mutuală sau transadmitanţa, este dată de

$$g = \left.\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}v}\right|_{M_0} . \tag{3.87}$$

Stabilirea condiției de semnal mic depinde de forma concretă a dependenței $i - v$; conform cu (3.82) și (3.86) condiția matematică este

$$\sum_{k \geqslant 2} \frac{1}{k!} \cdot \frac{d_i^k}{dv^k} V_a^{k-1} \ll g. \tag{3.88}$$

Cea mai restrictivă condiție de semnal mic apare la o dependență exponențială $i - v$ (de exemplu, o joncțiune pn polarizată direct):

$$i \sim \exp(qv/mkT), \quad m \in (1, 2), \tag{3.89}$$

condiția (3.88) este echivalentă aici cu

$$V_a \ll mkT/q = (25 \ldots 50) \text{ mV}. \tag{3.90}$$

Condiția de semnal mic cea mai largă apare la o dependență $i - v$ pătratică (de exemplu, la tranzistoare cu efect de cîmp) — excluzînd cazul banal al dependenței liniare, unde $V_a \to \infty$. Presupunînd

$$i \sim (v - V_T)^2; \quad v \geqslant V_T \tag{3.91}$$

(V_T — tensiune de prag), condiția (3.88) devine

$$V_a \ll 2\,(V - V_T). \tag{3.92}$$

Spre deosebire de relația (3.90), condiția de semnal mic (3.92) depinde și de poziția punctului static de funcționare (prin tensiunea V).

Stabilirea măsurii în care trebuie îndeplinită inegalitatea din condiția de semnal mic se face în funcție de caracterul concret al aplicației.

Bibliografie

1. M. Drăgănescu, *Procese electronice în dispozitive semiconductoare de circuit*, Edit. Academiei București, 1962.
2. M. Drăgănescu, *Electronica corpului solid*, Edit. Tehnică, București, 1972.
3. D. Dascălu, A. Rusu, M. Profirescu, I. Costea, *Dispozitive și circuite electronice*, Edit. Didactică și Pedagogică, București, 1982.
4. M. Bodea, A. Rusu, *Tehnologia dispozitivelor semiconductoare și a circuitelor integrate — culegere de probleme*, I.P.B., 1973.
5. A. Rusu, C, Bulucea, *Teoria și proiectarea dispozitivelor semiconductoare și a circuitelor integrate — culegere de probleme*, I.P.B., 1984.
6. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, J. Wiley, New York, 1981.
7. A. S. Grove, *Fizica și tehnologia dispozitivelor semiconductoare*, Edit. Tehnică, București, 1973.
8. R. M. Warner Jr., B. L. Grung, *Transistors, Fundamentals for the Integrated-Circuit Engineer*, J. Wiley, New York, 1983.

4. MODELAREA TRANZISTOARELOR MOS

Tranzistorul MOS poate fi considerat cel mai reprezentativ dispozitiv al microelectronicii actuale. Modelarea sa are legătură directă cu fenomenele fizice. Parametrii de model rezultă direct din construcție, cum este, de exemplu raportul dintre lungimea și lățimea canalului, sau din tehnologie, cum este cazul tensiunii de prag. Orientarea specifică a modelelor tranzistoarelor MOS se bazează pe o utilizare relativ standardizată a dispozitivului în circuitele integrate. Celula elementară a oricărui circuit integrat MOS este invertorul MOS realizat din două tranzistoare cu același tip de canal, unul activ și altul cu rol de sarcină, sau din două tranzistoare complementare. Se poate deci afirma, *la limită*, că modelarea unui tranzistor MOS este echivalentă cu modelarea întregului circuit.

Capitolul de față presupune cunoașterea de către cititor a fenomenelor fizice fundamentale ale tranzistorului MOS; în acest sens sînt recomandate lucrările [1—8]. *Tratarea urmărește o prezentare sistematică a modelelor cunoscute care sînt aplicate în programele specializate de analiză pe calculator a circuitelor integrate MOS.*

Tranzistorul MOS, prin construcție, este un dispozitiv cu funcționare bidimensională. Tratarea analitică nu este însă posibilă în astfel de condiții; singura rezolvare posibilă apelează la metode numerice. Soluțiile metodelor numerice sînt cele mai precise, dar nu pot fi utilizate pentru analiza de circuite integrate MOS. De aceea, modelele analitice, folosite în programele de calcul pentru circuitele integrate MOS, descriu, cu suficientă precizie, regimul cvasiliniar al tranzistorului caracterizat de continuitatea canalului de la sursă pînă la drenă. Această descriere are la bază aproximația graduală. Pentru regimul de saturație se folosesc metode cvasiempirice pentru descrierea modificării relativ slabe a curentului de drenă cu tensiunea de drenă.

O altă specificitate a modelelor tranzistoarelor MOS este descrierea funcționării dispozitivelor cu canal lung. Pentru tranzistoarele cu canal scurt se păstrează, de regulă, aceeași formă a modelului, dar parametrii de model au altă bază de definire și de calcul. Modele mai evoluate aduc însă modificări de esență ale modelelor pentru tranzistoare cu canal lung prin descrierea unor efecte noi cum este, de exemplu, acțiunea tranzistoarelor bipolare parazite.

Tratarea tranzistoarelor MOS se face identic, indiferent de tipul canalului. În prezentul capitol se vor da relațiile pentru tranzistorul MOS cu canal n.

4.1. Modelarea statică a tranzistoarelor MOS în regim de îmbogățire

Tranzistorul MOS este privit ca un dispozitiv cu patru terminale: sursa, poarta, drena și substratul. Substratul se consideră referință de potențial, potențialele corespunzătoare celorlalți trei electrozi fiind, respectiv,

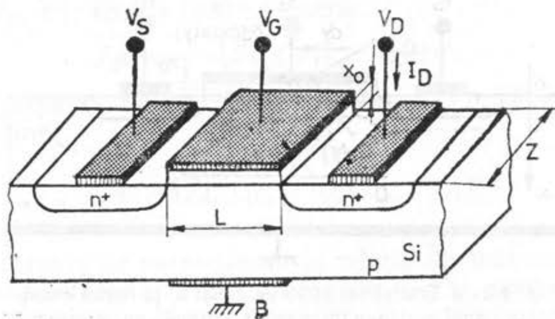


Fig. 4.1. — Principalele date geometrice ale construcției unui tranzistor MOS în regim de îmbogățire.

V_S, V_G și V_D. În figura 4.1 se prezintă o structură de tranzistor MOS cu canal n, ale cărui date geometrice sînt lungimea canalului, L, lățimea canalului, Z, și grosimea oxidului de sub poartă, x_0. În continuare, se listează notațiile pentru principalele mărimi utilizate în modelarea fizică:

Q_G — sarcina specifică (pe unitatea de arie) de pe poartă;
Q_n — sarcina specifică a electronilor din canal;
Q_S — sarcina specifică din semiconductor;
Q_B — sarcina specifică a ionilor de impurități din substrat;
N_A — concentrația atomilor de impurități din substrat;
V_T — tensiunea de prag;
V_{FB} — tensiunea de benzi netede;
k — factorul de substrat;
C_0 — capacitatea specifică a oxidului;
Φ_F — potențialul Fermi al substratului;
V — potențialul electric într-un punct al canalului;
μ_n — mobilitatea electronului în canal.
I_{DSS} — valoarea curentului de drenă la limita de intrare în saturație a tranzistorului;
V_{DP} — valoarea tensiunii de drenă, corespunzătoare intrării în saturație a tranzistorului.

4.1.1. Expresia generală a curentului de drenă

Exprimarea analitică a dependenței $I_D = I_D(V_S, V_G, V_D)$ se face în cadrul aproximației graduale. Conform acestei ipoteze, funcționarea fundamental bidimensională a tranzistorului MOS se studiază separat pe direcția de curgere a curentului (longitudinală) și pe direcția normală acesteia

(transversală). Conform figurii 4.2, axa longitudinală se notează Oy, iar axa transversală Ox. În termeni de cîmp electric, studiul separat pe cele două direcții este posibil dacă intensitatea cîmpului electric longitudinal este mică în comparație cu intensitatea cîmpului electric transversal. Această inegalitate se respectă în regimul cvasiliniar al tranzistorului, caracterizat prin continuitatea canalului între sursă și drenă.

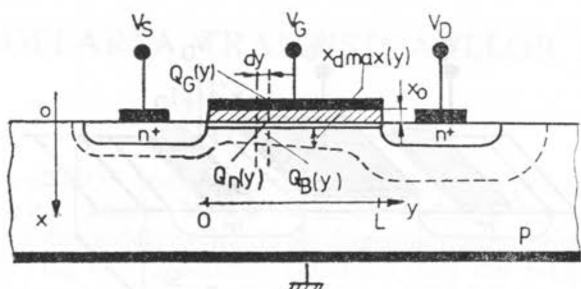


Fig. 4.2. – Tranzistor MOS cu canal *n*, în regim cvasiliniar (canal continuu între sursă și drenă), cu precizarea elementelor de calcul pentru model.

Pentru exprimarea curentului de drenă în funcție de tensiunile de polarizare trebuie calculată rezistența canalului. Concentrația de electroni în canal (n) depinde de coordonata y datorită faptului că potențialul canalului variază de la sursă la drenă. Rezistența dR a unei secțiuni infinitezimale dy a canalului este dată de

$$dR = dy/\bar{\sigma}(y)\, Zd_c, \tag{4.1}$$

unde $\bar{\sigma}(y)$ reprezintă conductivitatea medie a canalului (medierea se consideră de-a lungul axei Ox), iar d_c – grosimea canalului. Această grosime este relativ greu definibilă, dar ea dispare în relația finală a curentului. Conductivitatea unui punct din canal are expresia

$$\sigma(x, y) = qn(x, y)\,\mu_n, \tag{4.2}$$

unde s-a neglijat contribuția purtătorilor minoritari. Sarcina specifică a electronilor din canal are expresia

$$Q_n(y) = -q\int_0^{d_c} n(x, y)\,dx. \tag{4.3}$$

Cu aceste precizări, conductivitatea medie a canalului este

$$\bar{\sigma}(y) = (1/d_c)\int_0^{d_c} \sigma(x, y)\,dx = (1/d_c)\int_0^{d_c} qn(x, y)\,\mu_n\,dx = -(\mu_n/d_c)Q_n(y), \tag{4.4}$$

unde s-a considerat o mobilitate constantă de-a lungul axei Ox. Dependența mobilității de poziția în canal prin intermediul dependenței acesteia de intensitatea cîmpului electric este luată în considerație separat ca o extindere a modelului de bază.

Ținînd seama de relația (4.4), expresia rezistenței dR – relația (4.1) – devine

$$dR = -dy/Z\mu_n Q_n(y). \tag{4.5}$$

Aplicînd legea lui Ohm porțiunii infinitezimale de canal străbătută de curentul I_D și la capetele căreia există căderea de potențial dV, se obține

$$dV = I_D dR = -I_D \cdot dy / Z\mu_n Q_n(y). \tag{4.6}$$

Sarcina Q_n se exprimă în continuare ca depinzînd de potențialul V de-a lungul canalului (prin intermediul coordonatei y) și de potențialul V_G al porții, deci $Q_n(V_G, V)$; relația (4.6) se rescrie

$$I_D dy = -Z\mu_n Q_n(V_G, V)\, dV. \tag{4.7}$$

Integrînd această relație între limitele $y=0$, $V=V_S$ și $y=L$, $V=V_D$, se obține

$$I_D = -(Z/L)\,\mu_n \int_{V_S}^{V_D} Q_n(V_G, V)\, dV. \tag{4.8}$$

Din considerente de normalizare, în relația de mai sus se înmulțește și se împarte cu capacitatea specifică a oxidului (C_0) și, apoi, se schimbă locul limitelor de integrare

$$I_D = \frac{Z}{L}\,\mu_n C_0 \int_{V_D}^{V_S} \frac{Q_n(V_G, V)}{C_0}\, dV. \tag{4.9}$$

Notînd cu $f(V_G, V)$ o primitivă, dată de

$$f(V_G, V) = \int \frac{Q_n(V_G, V)}{C_0}\, dV, \tag{4.10}$$

expresia generală a curentului de drenă în regiunea cvasiliniară a caracteristicilor este

$$I_D = (Z/L)\,\mu_n C_0 [f(V_G, V_S) - f(V_G, V_D)]. \tag{4.11}$$

Domeniul de valabilitate a relației de mai sus este $V_D \in (0, V_{DP})$, unde tensiunea V_{DP} rezultă din relația

$$\partial I_D / \partial V_D |_{V_D = V_{DP}} = 0. \tag{4.12}$$

În cazul în care mobilitatea μ_n este considerată constantă, relația (4.12) este echivalentă cu condiția $Q_n(y=L)=0$, adică cu dispariția canalului lîngă drenă. Pentru tensiuni de drenă mai mari decît V_{DP} (regim de saturație), curentul de drenă are expresia

$$I_D = I_{DSS} = (Z/L)\,\mu_n C_0 [f(V_G, V_S) - f(V_G, V_{DP})]. \tag{4.13}$$

Acest curent poate fi considerat constant în raport cu potențialul drenei; modelele mai evoluate descriu însă o dependență slabă a acestuia de potențialul drenei. Expresiile concrete ale curentului de drenă în cele două regimuri de funcționare se obțin în funcție de modul de calcul al sarcinii Q_n.

4.1.2. Modele fundamentale

Modelele fundamentale presupun constante mobilitatea purtătorilor din canal (μ_n) și valoarea curentului de drenă la saturație (I_{DSS}). Aceste modele constituie puncte de plecare pentru modele mai precise.

Printre cele mai cunoscute modele sînt: Ihantola şi Moll [9], Pao şi Sah [10], Brews şi Baccaroni [11, 12] şi Dang [13]. Toate cele patru modele se bazează pe aproximaţia graduală. Dintre acestea, modelul Ihantola şi Moll se detaşează prin simplitate, dar şi printr-o precizie ridicată. Modelul Pao şi Sah este cel mai precis dintre ele; acest model, ca de altfel şi ultimile două din enumerarea de mai sus, completează curentul din canal cu componenta de difuzie a acestuia. În plus, exprimarea sarcinii Q_B se face ţinînd seama de contribuţia purtătorilor mobili. Ca urmare, expresiile pentru curentul de drenă devin foarte complicate, fără a aduce sporuri însemnate de precizie.

De aceea *modelul Ihantola şi Moll* se detaşează ca singurul model fundamental utilizat în programele de analiză pe calculator a circuitelor integrate MOS. În cele ce urmează se prezintă acest model împreună cu două variante simplificate ale acestuia.

În condiţii de inversie, sarcina din semiconductor (Q_S) se compune din sarcina purtătorilor din canal, Q_n, şi sarcina ionilor de impurităţi din regiunea de sarcină spaţială de sub canal, Q_B

$$Q_S = Q_n + Q_B. \tag{4.14}$$

Sarcina Q_S (negativă), egală şi de sens contrar cu sarcina de pe poartă, este dată de [2,4]

$$Q_S = -C_0(V_G - V_{FB} - 2\Phi_F - V). \tag{4.15}$$

Sarcina Q_B se calculează cu

$$Q_B = -qN_A x_{d\,\max}(y) = -\sqrt{2\varepsilon_S q N_A(2\Phi_F + V)}, \tag{4.16}$$

unde $x_{d\,\max}(y)$ este lăţimea maximă atinsă la inversie puternică de regiunea de sarcină spaţială la coordonata y, iar ε_S este permitivitatea semiconductorului. Cu aceste precizări, mărimea Q_n/C_0, care intră în relaţia (4.10), devine

$$Q_n/C_0 = -(V_G - V_{FB} - 2\Phi_F - V) + k(2\Phi_F + V)^{1/2}, \tag{4.17}$$

unde s-a notat factorul de substrat

$$k = \sqrt{2\varepsilon_S q N_A}/C_0. \tag{4.18}$$

Atunci, funcţia $f(V_G, V)$, conform relaţiei (4.10), este

$$f(V_G, V) = (1/2)[(V_G - V_{FB} - 2\Phi_F - V)^2 + (4k/3)\,(2\Phi_F + V)^{3/2}]. \tag{4.19}$$

Curentul de drenă, conform relaţiei generale (4.11), are expresia

$$I_D = (\beta/2)\,[(V_G - V_{FB} - 2\Phi_F - V_S)^2 - (V_G - V_{FB} - 2\Phi_F - V_D)^2 + \\ + (4k/3)\,(V_S + 2\Phi_F)^{3/2} - (4k/3)\,(V_D + 2\Phi_F)^{3/2}], \tag{4.20}$$

unde notaţia β are semnificaţia:

$$\beta = (Z/L)\,\mu_n C_0. \tag{4.21}$$

Relaţia (4.20) reprezintă forma generală a caracteristicilor statice în regiunea cvasiliniară; domeniul de valabilitate al acestei relaţii este:

$$V_G > V_T;\quad V_S < V_D < V_{DP}. \tag{4.22}$$

Tensiunea de prag, V_T, are expresia

$$V_T = V_{FB} + 2\Phi_F + V_S + k(V_S + 2\Phi_F)^{1/2}, \tag{4.23}$$

iar tensiunea de drenă, V_{DP}, la care se obține saturația curentului, rezultă din relația (4.12)

$$V_{DP} = -2\Phi_F + [-k/2 + (k^2/4 + V_G - V_{FB})^{1/2}]^2. \quad (4.24)$$

Expresia curentului de drenă la saturație, I_{DSS}, rezultă prin înlocuirea tensiunii V_D din (4.20) cu expresia (4.24) a tensiunii V_{DP}.

Relația (4.20) a curentului de drenă în regiunea cvasiliniară se poate scrie, după cîteva prelucrări algebrice simple, sub forma

$$I_D = \beta\,[(V_G - V_{FB} - 2\Phi_F - V_D/2)\,V_D - (V_G - V_{FB} - 2\Phi_F - V_S/2)V_S + \\ + (2/3)\,k(V_S + 2\Phi_F)^{3/2} - (2/3)\,k(V_D + 2\Phi_F)^{3/2}]. \quad (4.25)$$

Un caz particular al relației (4.25) îl constituie $V_S = 0$, adică cazul sursei scurtcircuitată la substrat

$$I_D = \beta\,[(V_G - V_{FB} - 2\Phi_F - V_D/2)V_D - (2/3)\,k(V_D + 2\Phi_F)^{3/2} + \\ + (2/3)\,k(2\Phi_F)^{3/2}]. \quad (4.26)$$

Descrierea tranzistorului pe baza modelului Ihantola-Moll oferă precizie suficientă pentru orice dispozitiv cu canal lung; relația (4.20) este însă, uneori, dificilă prin lungimea ei. De aceea, în unele cazuri se sacrifică precizia pentru a cîștiga în simplitate. Pentru aceasta se utilizează o aproximație, relativ forțată, prin *neglijarea sarcinii* Q_B din regiunea golită de sub canal. Ținînd seama de relația (4.18), neglijarea sarcinii Q_B este echivalentă cu considerarea $k = 0$; atunci expresia (4.25) devine

$$I_D = (\beta/2)\,[(V_G - V_{FB} - 2\Phi_F - V_S)^2 - (V_G - V_{FB} - 2\Phi_F - V_D)^2]. \quad (4.27)$$

Pe baza aceleași aproximații, relația (4.23) a tensiunii de prag devine

$$V_T = V_{FB} + 2\Phi_F + V_S. \quad (4.28)$$

Introducînd această expresie în relația curentului de drenă (4.27) se obține

$$I_D = \beta\,[(V_G - V_T)\,(V_D - V_S) - (V_D - V_S)^2/2]. \quad (4.29)$$

Pentru cazul particular $V_S = 0$, relația curentului de drenă devine

$$I_D = \beta\,[(V_G - V_T)\,V_D - V_D^2/2]. \quad (4.30)$$

Relația (4.24) a tensiunii de drenă la care apare saturația are forma

$$V_{DP} = V_G - V_{FB} - 2\Phi_F = V_G - V_T + V_S, \quad (4.31)$$

unde s-a ținut seama de expresia (4.28) a tensiunii de prag. Introducînd expresia tensiunii V_{DP} în relația curentului de drenă (4.29), se obține curentul de drenă la saturație

$$I_{DSS} = (\beta/2)\,(V_G - V_T)^2. \quad (4.32)$$

Este evident că noile relații, (4.29) și (4.32), au avantajul simplității; erorile introduse de acestea sînt însă destul de mari. Sînt situații în care se preferă o *cale de mijloc* între forma relației (4.20) și forma relației (4.29). Acest lucru se obține prin dezvoltarea în serie a ultimului termen din relația (4.17), în jurul potențialului V_S

$$(V + 2\Phi_F)^{1/2} \approx (V_S + 2\Phi_F)^{1/2} + (V - V_S)/2(V_S + 2\Phi_F)^{1/2}. \quad (4.33)$$

Utilizînd din nou relația (4.9) pentru calculul curentului de drenă, se obține:

$$I_D = \beta\,[(V_G - V_T)\,(V_D - V_S) - (1/2)(1+\gamma)\,(V_D - V_S)^2], \qquad (4.34)$$

unde tensiunea de prag are expresia exactă (4.23), iar factorul γ este dat de

$$\gamma = k/2(V_S + 2\Phi_F)^{1/2}. \qquad (4.35)$$

Tensiunea de drenă V_{DP}, corespunzătoare noii relații a curentului de drenă, are expresia

$$V_{DP} = V_S + (V_G - V_T)/(1+\gamma), \qquad (4.36)$$

iar curentul de drenă la saturație este dat de

$$I_{DSS} = (\beta/2(1+\gamma))\,(V_G - V_T)^2. \qquad (4.37)$$

Aproximarea folosită pentru această variantă de model este justificată pentru dispozitivele care lucrează cu tensiuni inverse aplicate pe sursă (V_S) mari. În cazul unor tensiuni V_S mici se supraestimează influența sarcinii Q_B. Pentru a obține o precizie satisfăcătoare în orice situație de polarizare a sursei, se poate lua o valoare de compromis a mărimii γ [14]

$$\gamma \approx 0{,}4k(V_S + 2\Phi_F)^{-1/2}. \qquad (4.38)$$

4.1.3. Dependența mobilității de intensitatea cîmpului electric

Expresiile pentru curentul de drenă, în cadrul modelelor fundamentale, au fost deduse în ipoteza μ_n = constant. În realitate, mobilitatea depinde atît de intensitatea cîmpului electric transversal ($\mathscr{E}_x$) cît și de intensitatea cîmpului electric longitudinal ($\mathscr{E}_y$). Rezultă că, în cazul aproximației graduale, mobilitatea depinde atît de tensiunea aplicată pe poartă (V_G) cît și de tensiunea aplicată între drenă și sursă ($V_{DS} = V_D - V_S$).

Pentru tensiuni V_{DS} mici se poate neglija efectul cîmpului electric longitudinal. Cîmpul electric transversal „comprimă" electronii din canal spre suprafața semiconductorului. Ciocnirile electronilor cu suprafața determină o micșorare substanțială a mobilității în raport cu valorile cunoscute pentru volumul semiconductorului. Pentru a descrie acest fenomen se folosește o relație empirică [15]

$$\mu_n^* = \mu_{n0}/[1 + \theta_G(V_G - V_T)]. \qquad (4.39)$$

unde μ_n^* reprezintă valoarea mobilității corectată numai cu efectul cîmpului transversal, μ_{n0} — valoarea mobilității pentru cîmpuri transversale mici ($V_G = V_T$), iar θ_G un parametru empiric care asigură concordanța dintre relația (4.39) și dependența experimentală.

Cîmpul electric longitudinal determină la rîndul lui o nouă micșorare a mobilității, valori mari ale acestui cîmp determină saturarea vitezei medii a electronilor. Acest efect apare mai pregnant lîngă capătul dinspre drenă al canalului unde cîmpul electric longitudinal are cele mai mari valori. Efectul este cu atît mai important cu cît tranzistorul MOS are canalul mai scurt. Introducerea în model a acestui efect se face printr-o relație de aproximare matematică a dependenței vitezei medii a electronului de intensitatea cîmpului electric longitudinal.

$$\mu_n = \mu_n^*/[1 + (\mu_n^*/v_s)\mathscr{E}_y], \qquad (4.40)$$

unde μ_n este valoarea mobilității corectată atît cu efectul cîmpului longitudinal cît și a cîmpului transversal, v_s — viteza medie de saturație a electronilor în cîmp electric, $\mathcal{E}_y$ — intensitatea cîmpului electric longitudinal. Relația de mai sus pune în evidență faptul că la intensități mici ale cîmpului electric longitudinal se obține $\mu_n \approx \mu_n^*$, iar la intensități mari se obține saturarea vitezei electronilor, adică $\mu_n \approx v_s/\mathcal{E}_y$.

Într-o primă aproximație, intensitatea cîmpului electric longitudinal este V_{DS}/L; introducînd în relația (4.40) împreună cu expresia lui μ_n^* din (4.39) se obține expresia generală a mobilității

$$\mu_n = \mu_{n0}/[1 + \theta_G(V_G - V_T) + \theta_D(V_D - V_S)]. \tag{4.41}$$

Parametrul θ_D are expresia

$$\theta_D = \mu_{n0}/v_s L, \tag{4.42}$$

dar el poate fi considerat și ca un parametru empiric al relației (4.41).

4.1.4. Scurtarea canalului în regimul de saturație

Modelele fundamentale consideră pentru regimul de saturație ($V_D \geqslant V_{DP}$) o valoare constantă a curentului de drenă, $I_D = I_{DSS} = I_D(V_{DP})$. Experimental, se constată că în acest regim, curentul de drenă are o ușoară creștere în raport cu tensiunea aplicată pe drenă. Efectul este cu atît mai pronunțat cu cît lungimea canalului este mai mică.

Descrierea acestui efect se face pe baza conceptului de scurtare a canalului [16]. Conform acestui concept, pe măsura creșterii tensiunii V_D, canalul se scurtează cu o lungime ΔL — vezi figura 4.3. Întrucît factorul β — relația (4.21) — reprezintă singura mărime din expresia curentului de drenă care conține lungimea canalului, expresia curentului de drenă în regimul de saturație devine

$$I_D = I_{DSS}/(1 - \Delta L/L); \quad V_D \geqslant V_{DP}. \tag{4.43}$$

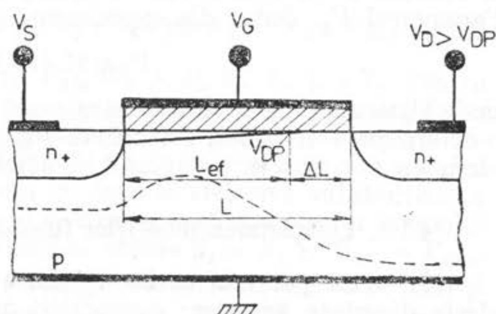


Fig. 4.3. — Efectul de scurtare a canalului tranzistoarelor MOS în regim de saturație.

În această relație, mărimea L reprezintă lungimea metalurgică a canalului, în sensul figurii 4.1. Lungimea efectivă a canalului, conform figurii 4.3 este $L_{ef} = L - \Delta L$.

Determinarea dependenței scurtării canalului, ΔL, de tensiunea aplicată pe drenă se face pe baza aproximației de golire. Se consideră că potențialul capătului dinspre drenă al canalului are valoarea V_{DP}, rezultată din condiția $Q_n(L) = 0$. Această observație este exactă numai pentru μ_n = constant (vezi în acest sens relația (4.12) și comentariile însoțitoare), dar aproximarea făcută pentru cazurile reale este suficientă în cadrul modelului propus. Ca urmare, regiunea de sarcină spațială cuprinsă între canal și drenă susține o

diferență de potențial $V_D - V_{DZ}$ (figura 4.3 b). Atunci, scurtarea canalului se calculează cu

$$\Delta L = \sqrt{(2\varepsilon/qN_A)(V_D - V_{DP})}. \quad (4.44)$$

De regulă, relația (4.44) se rescrie sub forma

$$\Delta L = \alpha (V_D - V_{DP})^{1/2}; \quad V_D \geqslant V_{DP}, \quad (4.45)$$

unde parametrul α poate avea expresia rezultată din relația (4.44) sau poate fi considerat ca un parametru empiric care să aproximeze cît mai corect fenomenul. Utilizarea relației (4.45) în programe de calcul nu este potrivită deoarece are un punct de discontinuitate, $V_D = V_{DP}$ care creează dificultăți de convergență a metodelor numerice. De aceea, se preferă o relație de formia

$$\Delta L = \alpha(V_D - V_S)^{1/2}, \quad (4.46)$$

extinsă pe tot domeniul de lucru al tranzistorului. Corecția de lungime a canalului în regimul cvasiliniar, în discordanță cu modelul fizic prezentat mai sus, este totuși nesemnificativă (tensiuni V_{DS} mici).

O altă aproximare pentru relația de calcul a scurtării canalului, cu și mai puțină legătură față de fenomenul fizic, dar cu multă utilitate în programele de calcul este

$$\Delta L = \alpha'(V_D - V_S), \quad (4.47)$$

deci o dependență liniară a mărimii ΔL de tensiunea V_{DS}, α' fiind un parametru empiric. Introducînd relația (4.47) în expresia curentului de drenă în regim de saturație (4.43) se obține

$$I_D = I_{DSS}/(1 - \alpha'(V_D - V_S)/L) \approx I_{DSS}(1 + \alpha' V_{DS}/L). \quad (4.48)$$

Relația de mai sus, în forma aproximativă, indică o creștere liniară a curentului I_D cu tensiunea V_{DS} sau, echivalent, o conductanță de ieșire constantă.

Un rezultat similar se obține prin analogie cu tranzistorul bipolar, folosind tensiunea Early echivalentă V_E [17]

$$I_D = I_{DSS}[1 + (V_D - V_{DP})/(V_E + V_{DP} - V_S)]; \quad V_D \geqslant V_{DP}; \quad (4.49)$$

se observă că această relație se aplică numai pentru regimul de saturație. Parametrul V_E, dedus din experimente, poate fi calculat cu relația:

$$V_E \approx 5L\,(10^{-15} N_A)^{1/2}, \quad (4.50)$$

unde V_E se exprimă în volți, L în microni, iar N_A în atomi/cm^3. Modelul impune o determinare deosebită a tensiunii V_{DP}, dictată de rigori matematice; acest lucru va fi tratat în paragraful următor.

4.1.5. Completarea modelelor fundamentale

În acest paragraf se încorporează în modelele fundamentale cele două efecte discutate anterior: dependența mobilității de intensitatea cîmpului electric și scurtarea canalului în regim de saturație. Această operație este simplificată de faptul că aceste efecte modifică numai expresia lui β, conform relației (4.21). De asemenea, în noile condiții, se determină tensiunea V_{DP} cu ajutorul relației (4.12). Pentru a păstra legătura formală cu modelele fundamentale se va nota partea constantă a lui β cu β_0

$$\beta_0 = (Z/L)\,\mu_{n0}\,C_0; \quad (4.51)$$

în aceste condiţii, expresia lui β este

$$\beta = \frac{Z}{L_{ef}} \mu_n C_0 = \frac{Z}{L - \Delta L} \mu_n C_0 = \beta_0 \frac{1}{1 - \Delta L/L} \cdot \frac{\mu_n}{\mu_{n0}}. \quad (4.52)$$

Aşa cum s-a arătat în paragraful 4.1.4, din motive matematice, efectul de scurtare a canalului este descris identic, indiferent de regimul cvasiliniar sau de saturaţie a tranzistorului.

În continuare se prezintă *un model complet* al unui tranzistor MOS în regim de îmbogăţire, care satisface unele cerinţe avansate de precizie, model folosit în majoritatea programelor de analiză pe calculator a circuitelor integrate MOS [6, 18]. Acest model rezultă din introducerea relaţiilor (4.41) şi (4.45) în expresiile (4.11), (4.12), (4.13) şi (4.19).

Regimul cvasiliniar

$$I_D = \beta_1[f(V_G, V_S) - f(V_G, V_D)]; \quad (4.53)$$

$$f(V_G, V) = (1/2)\ [(V_G - V_{FB} - 2\Phi_F - V)^2 + (4k/3)\ (2\Phi_F + V)^{3/2}]; \quad (4.54)$$

$$\beta_1 = \beta_0 \frac{1}{1 + \theta_G(V_G - V_T) + \theta_D(V_D - V_S)} \cdot \frac{1}{1 - (\alpha/L)\,(V_D - V_S)^{1/2}}; \quad (4.55)$$

$$(V_G \geqslant V_T;\quad V_S \leqslant V_D \leqslant V_{DP}); \quad (4.56)$$

$$V_T = V_{FB} + 2\Phi_F + V_S + k(2\Phi_F + V_S)^{1/2}.$$

Regimul de saturaţie

$$I_D = \beta_2[f(V_G, V_S) - f(V_G, V_{DP})]; \quad (4.57)$$

$$\beta_2^{(*)} = \beta_0 \frac{1}{1 + \theta_G(V_G - V_T) + \theta_D(V_{DP} - V_S)} \cdot \frac{1}{1 - (\alpha/L)\,(V_D - V_S)^{1/2}}; \quad (4.58)$$

$$V_{DP}^{(**)} \approx V_{DPO} - \theta_D(V_{DPO} - V_S)^2/2[1 + \theta_G(V_G - V_T) + \theta_D(V_{DPO} - V_S)]; \quad (4.59)$$

$$V_{DPO} = -2\Phi_F + [-k/2 + (k^2/4 + V_G - V_{FB})^{1/2}]^2; \quad (V_G \geqslant V_T;\quad V_D \geqslant V_{DP}). \quad (4.60)$$

Modelul prezentat are 7 parametri: V_{FB}, Φ_F, k, β_0, θ_G, θ_D şi α/L. Pentru toţi aceşti parametri se pot da relaţii de calcul în funcţie de parametrii fizici şi constructivi. Se preferă totuşi determinarea lor din măsurători experimentale din motive de precizie a modelării [19]. Trebuie remarcat că modelul prezentat conţine relaţii complicate ceea ce duce la creşterea substanţială a timpului de calcul. *O simplificare majoră* se obţine neglijînd efectul cîmpului electric longitudinal, adică $\theta_D = 0$; atunci se obţine $\beta_1 = \beta_2$ şi $V_{DP} = V_{DPO}$.

Un model simplificat pleacă de la relaţiile curentului de drenă (4.34) şi (4.37) [17]. Dependenţa de cîmp a mobilităţii se consideră numai pentru componenta transversală a cîmpului. Efectul de scurtare a canalului este luat în consideraţie numai în regimul de saturaţie folosind dependenţa (4.49). Modelul este cunoscut sub denumirea modelul Merckel, Borel şi Cupcea [20].

(*) În regimul de saturaţie, cîmpul electric longitudinal în canal este practic constant, deoarece tensiunea între capetele canalului este constantă ($V_{DP} - V_S$); evident, se neglijează efectul de scurtare a canalului.

(**) Expresia lui V_{DP} se obţine prin aplicarea condiţiei (4.12) asupra relaţiei (4.53).

Regimul cvasilinar

$$I_D = \beta[(V_G - V_T)(V_D - V_S) - (1/2)(1 + \gamma)(V_D - V_S)^2]; \quad (4.61)$$

$$\beta = \beta_0 \cdot 1/[1 + \theta_G(V_G - V_T)]; \quad (4.62)$$

$$\gamma = k/2(V_S + 2\Phi_F)^{1/2}; \quad (4.63)$$

$$V_T = V_{FB} + 2\Phi_F + V_S + k(2\Phi_F + V_S)^{1/2}; \quad (4.64)$$

$$(V_G \geqslant V_T; \quad V_S \leqslant V_D \leqslant V_{DP}).$$

Regimul de saturație

$$I_D = I_{DSS}[1 + (V_D - V_{DP})/(V_E + V_{DP} - V_S)]; \quad (4.65)$$

$$V_{DP} = V_E[(1 + 2(V_G - V_T)/V_E(1 + \gamma))^{1/2} - 1] + V_S; \quad (4.66)$$

$$I_{DSS} = \beta[(V_G - V_T)(V_{DP} - V_S) - (1/2)(1 + \gamma)(V_{DP} - V_S)^2] \quad (4.67)$$

$$(V_G \geqslant V_T; \quad V_D \geqslant V_{DP}).$$

Expresia (4.66) pentru tensiunea V_{DP} nu rezultă din aplicarea condiției (4.12) pentru expresia (4.61) a curentului de drenă. Dacă s-ar fi procedat așa, conductanța de ieșire ar fi avut un punct de discontinuitate pentru $V_D = V_{DP}$. Într-adevăr limita la stînga a conductanței de ieșire ar fi fost nulă, conform condiției (4.12), iar limita la dreapta ar fi fost $I_{DSS}/(V_E + V_{DP} - V_S)$, conform cu relația (4.65) care prevede o conductanță de ieșire constantă în tot regimul de saturație. O asemenea situație este inacceptabilă din punct de vedere al metodelor numerice folosite în programele de analiză pe calculator. De aceea tensiunea V_{DP} se definește în acest caz ca fiind acea tensiune din zona cvasiliniară la care conductanța de ieșire este egală cu conductanța de ieșire din zona de saturație, adică

$$\left.\frac{\partial I_D}{\partial V_D}\right|_{V_D = V_{DP}} = \frac{I_{DSS}}{V_E + V_{DP} - V_S}, \quad (4.68)$$

unde I_D are expresia (4.61), iar I_{DSS} — expresia (4.67). Prin rezolvarea ecuației (4.68) rezultă expresia (4.66) a tensiunii V_{DP}. Figura 4.4 ilustrează modul de definire a tensiunii V_{DP} în cadrul acestui model.

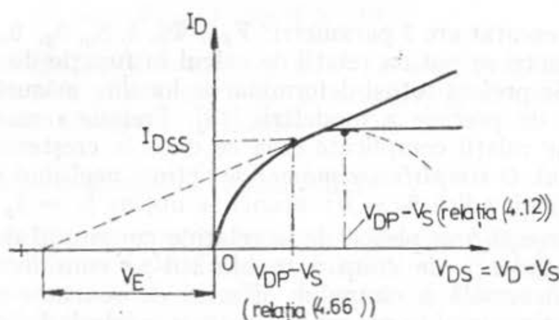


Fig. 4.4. — Definirea tensiunii de saturație (V_{DP}) în cazul modelării tranzistorului MOS în regimul de saturație cu ajutorul tensiunii Early echivalente.

Modelul are 6 parametri: V_{FB}, Φ_F, k, β_0 θ_G și V_E. Față de modelul anterior s-a renunțat la parametrul θ_D, iar în locul parametrului α/L s-a folosit

parametrul V_E. Rezultatul constă în simplificarea relațiilor fără a se afecta mult precizia. În plus, se observă posibilitatea exprimării caracteristicilor statice folosind sursa ca referință de potențial, adică $I_D = I_D(V_{GS}, V_{DS})$; în acest caz, polarizarea substratului față de sursă intervine numai în expresia tensiunii de prag, V_T.

O simplificare extremă se poate obține pentru cazul $k = 0$, așa cum s-a arătat în paragraful 4.1.2; modelul obținut introduce însă erori mari, față de care unele corecții cum sînt cele legate de mobilitate și de lungimea canalului devin neimportante.

4.1.6. Dependența de temperatură a parametrilor de model

Temperatura are influență în special asupra potențialului Fermi ai substratului, Φ_F, și asupra mobilității μ_n. La rîndul lor acești parametri influențează direct tensiunea de prag, V_T — conform cu (4.23), și factorul β — relația (4.21).

Dependența de temperatură a mobilității electronului în stratul de inversie (canal) este de forma [5]

$$\mu_n \sim T^{-2}. \tag{4.69}$$

Potențialul Fermi are expresia:

$$\Phi_F = (kT/q) \ln (N_A/n_i), \tag{4.70}$$

unde concentrația intrinsecă de purtători, n_i, depinde de temperatură sub forma

$$n_i \sim \exp(-E_G/2kT), \tag{4.71}$$

E_G fiind lățimea benzii energetice interzise. Pe baza relațiilor (4.70) și (4.71) se obține

$$\mathrm{d}\Phi_F/\mathrm{d}T = (-1/T)(E_G/2q - \Phi_F). \tag{4.72}$$

Parametrul β depinde de temperatură ca și mobilitatea electronului. Pentru tensiunea de prag, calculul este mai complicat; el se va face pe baza relației (4.23) în cazul particular $V_S = 0$

$$V_T = V_{FB} + 2\Phi_F + k(2\Phi_F)^{1/2}. \tag{4.73}$$

Atunci, diferențiind în raport cu temperatura, se obține

$$\mathrm{d}V_T/\mathrm{d}T = (\mathrm{d}\Phi_F/\mathrm{d}T)\cdot(2 + k/\sqrt{2\Phi_F}). \tag{4.74}$$

Relația de mai sus indică că tensiunea de prag, la fel ca potențialul Fermi, scade odată cu creșterea temperaturii.

Influența temperaturii asupra curentului de drenă prin cei doi parametri, β și V_T, are sensuri contrare: la creșterea temperaturii, scăderea tensiunii de prag determină creșterea curentului de drenă; pentru aceeași creștere de temperatură, factorul β scade, determinînd scăderea curentului de drenă. Experimental, se dovedește existența unui punct static de funcționare la care cele două efecte se compensează. Curentul de drenă la care apare acest efect este însă neuzual de mic (în apropierea tăierii). În regimurile normale de lucru, predomină variația mobilității cu temperatura, astfel că la creșterea temperaturii curentul de drenă scade. Pentru a pune în evidență dependența

de temperatură a caracteristicilor statice se calculează, de regulă, variaţia cu temperatura a tensiunii V_{GS} în condiţii de $I_D =$ const.; aceasta înseamnă

$$\mathrm{d}I_D = \frac{\partial I_D}{\partial \mu} \cdot \frac{\mathrm{d}\mu}{\mathrm{d}T} + \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \cdot \frac{\mathrm{d}V_{GS}}{\mathrm{d}T} + \frac{\partial I_D}{\partial \Phi_F} \cdot \frac{\mathrm{d}\Phi_F}{\mathrm{d}T} = 0. \quad (4.75)$$

Considerînd pentru curentul de drenă valoarea acestuia în regimul de saturaţie – de forma relaţiei (4.37) particularizată pentru $V_S = 0$ – şi ţinînd seama de relaţiile (4.69), (4.74) şi (4.21) rezultă

$$\mathrm{d}V_{GS}/\mathrm{d}T = (V_{GS} - V_T)/T - (2 + k/\sqrt{2\Phi_F}) \cdot (E_G/2q - \Phi_F)/T. \quad (4.76)$$

Relaţia obţinută indică posibilitatea unei derive nule în raport cu temperatura; de exemplu, dacă se presupune $k \approx 0$, condiţia de derivă nulă se obţine pentru

$$V_{GS} = V_T + E_G/q - 2\Phi_F, \quad (4.77)$$

ceea ce indică o valoare a tensiunii pe poartă foarte apropiată de tensiunea de tăiere. În regim uzual de lucru, deriva este pozitivă sau, echivalent, curentul de drenă scade odată cu creşterea temperaturii.

4.2. Circuitul echivalent complet al tranzistorului MOS

4.2.1. Prezentarea circuitului echivalent

Analiza regimului static efectuată în subcapitolul 4.1 descrie cel mai simplu circuit echivalent al tranzistorului MOS, compus dintr-un generator de curent $I_D = I_D(V_S, V_G, V_D)$. Această reprezentare nu este suficientă în cazul aplicării pe electrozi a unor semnale variabile în timp. În acest caz au loc modificări ale sarcinilor asociate funcţionării tranzistorului MOS. Modelarea acestor fenomene se face cu ajutorul capacităţilor C_{GB}, C_{GS} şi C_{GD} dintre

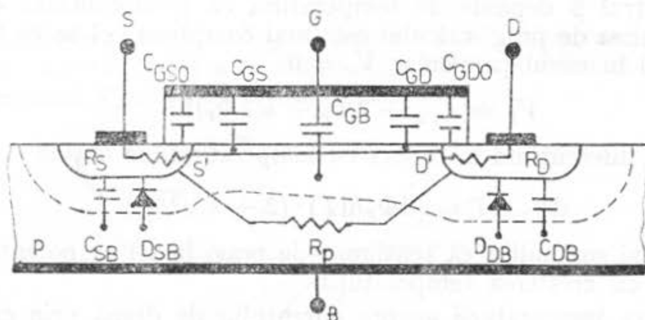


Fig. 4.5. – Secţiune printr-un tranzistor MOS cu canal *n*, cu prezentarea localizării componentelor circuitului echivalent.

poartă şi, respectiv substrat, sursă şi drenă. Generatorul de curent I_D, împreună cu capacităţile C_{GB}, C_{GS} şi C_{GD} constituie circuitul echivalent de prim ordin pentru regim dinamic. Localizarea componentelor circuitului echivalent într-o structură de tranzistor MOS se prezintă în figura 4.5, iar circuitul echivalent este prezentat în figura 4.6 [5, 8].

Componentele prezentate pînă acum definesc tranzistorul intrinsec între punctele G, S' şi D'. Celelalte componente sînt considerate parazite; ele pot fi neglijate sau luate în consideraţie selectiv în funcţie de construcţia dispozitivului sau de regimul de funcţionare. Semnificaţia acestor componente este prezentată în cele ce urmează:

R_S — rezistenţa serie a sursei;
R_D — rezistenţa serie a drenei;
R_p — rezistenţă de pierderi între sursă şi drenă care modelează acţiunea parazită a tranzistorului bipolar asociat;
D_{SB} — dioda sursă-substrat care modelează curenţii prin joncţiunea corespunzătoare, polarizată invers;
D_{DB} — diodă drenă-substrat — analog cu dioda D_{SB};
C_{SB} — capacitatea parazită a joncţiunii sursă-substrat (capacitate de tranziţie);
C_{DB} — capacitatea parazită a joncţiunii drenă-substrat;
C_{GSO} — capacitatea poartă-sursă asociată suprapunerii electrodului de poartă peste sursă (vezi figura 4.5);
C_{GDO} — capacitatea poartă-drenă asociată suprapunerii electrodului de poartă peste drenă.

Trebuie precizat că un circuit echivalent mai evoluat ar trebui să ţină seamă de caracterul distribuit al elementelor D_{SB}, C_{SB} asupra rezistenţei serie R_S şi al elementelor D_{DB} şi C_{DB} asupra rezistenţei serie R_D. În legătură cu modelarea acestor componente se poate consulta capitolul 5, întrucît sînt elemente specifice dispozitivelor bipolare. Capacităţile C_{GSO} şi C_{GDO} rezultă din construcţia tranzistorului MOS; ele pot fi determinate experimental, iar valorile

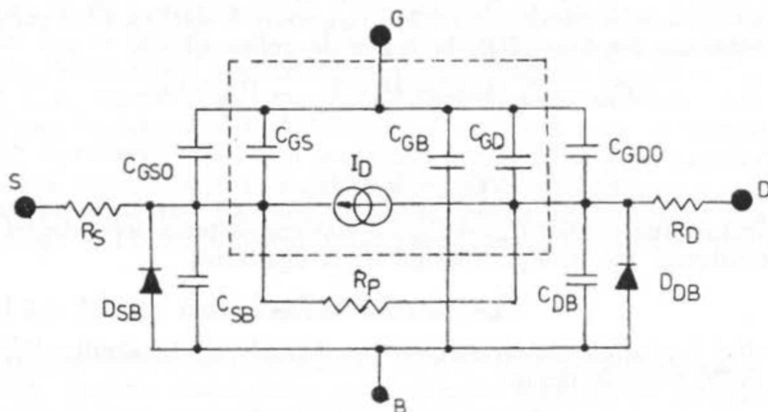


Fig. 4.6. — Circuitul echivalent complet al tranzistorului MOS.

lor se pot îngloba în valorile capacităţilor C_{GS} şi, respectiv, C_{GD}, cu care se află în paralel. Efectele modelate de rezistenţa R_p devin importante la tranzistoarele MOS cu canal scurt şi vor fi tratate în paragraful 4.4. În secţiunea următoare vor fi discutate capacităţile fundamentale pentru studiul regimului dinamic şi anume capacităţile tranzistorului intrinsec.

4.2.2. Modelarea capacităţilor tranzistorului MOS intrinsec

Capacităţile tranzistorului MOS intrinsec modelează variaţiile sarcinilor asociate funcţionării dispozitivului [5, 7, 14]. Pentru aceasta se consideră sarcinile totale, Q_{GT}, Q_{nT} şi Q_{BT}, corespunzătoare porţii, electronilor din canal şi, respectiv, regiunii de sarcină spaţială de sub canal. Aceste sarcini nu trebuie confundate cu sarcinile specifice: Q_G, Q_n şi Q_B — definite pe unitatea de arie — şi care depind de coordonata paralelă cu direcţia de curgere a curentului. Definirea capacităţilor tranzistorului MOS intrinsec se face cu ajutorul relaţiilor:

$$C_{GB} = \partial Q_{GT}/\partial V_{GB}; \tag{4.78}$$

$$C_{GS} = \partial Q_{GT}/\partial V_{GS}; \tag{4.79}$$

$$C_{GD} = \partial Q_{GT}/\partial V_{GD}. \tag{4.80}$$

Fiecare din derivatele parţiale de mai sus se calculează în punctul static de funcţionare considerat. În privinţa sarcinilor din oxid şi de la interfaţa oxid-semiconductor, acestea sînt înglobate în termenul V_{FB} din expresia tensiunii de prag şi se consideră constante în raport cu tensiunile aplicate pe electrozi. Deducerea relaţiilor de calcul a celor trei capacităţi, în scopul cunoaşterii dependenţei lor de tensiunile de pe electrozi, se va face în cadrul celui mai simplu model posibil. Altfel, aceste relaţii devin extrem de lungi şi inoperante pentru programe de calcul.

Capacitatea C_{GB} se compune din capaci.atea totală a oxidului — notată C_{0T} — înseriată cu capacitatea totală a regiunii de sarcină spaţială de sub canal, capacitate care modelează variaţiile sarcinii Q_{BT}. În regimul normal de lucru al tranzistorului ($V_{GS} \geqslant V_T$), grosimea regiunii golite de sub canal are o valoare maximă, independentă de mărimea tensiunii V_G[4]. Considerînd $V_S \approx V_D$, grosimea acestei regiuni poate fi aproximată constantă sub toată poarta; ca urmare, expresia capacităţii C_{GB} poate fi dată ca fiind capacitatea limită a unui condensator MOS în regim de golire adîncă

$$C_{GB} = C_{0T}[1 + (4/k^2) \cdot (V_T - V_{FB})]^{-1/2}, \tag{4.81}$$

unde

$$C_{0T} = \varepsilon_0 ZL/x_0. \tag{4.82}$$

Calculul capacităţilor C_{GS} şi C_{GD} impune cunoaşterea dependenţei sarcinii Q_{GT} de tensiunile V_{GS} şi V_{GD}. Plecînd de la egalitatea

$$Q_{GT} = -Q_{nT} - Q_{BT} \tag{4.83}$$

şi cunoscînd faptul că numai sarcina Q_{nT} depinde de tensiunile V_{GS} şi V_{GD}, relaţiile (4.79) şi (4.80) devin:

$$C_{GS} = -\partial Q_{nT}/\partial V_{GS}; \tag{4.84}$$

$$C_{GD} = -\partial Q_{nT}/\partial V_{GD}. \tag{4.85}$$

Sarcina totală a electronilor din canal rezultă prin integrarea sarcinii specifice $Q_n(y)$ de-a lungul canalului

$$Q_{nT} = Z\int_0^L Q_n(y)\,\mathrm{d}y. \tag{4.86}$$

Sarcina specifică $Q_n(y)$ se va calcula în cadrul celui mai simplu model fundamental, şi anume, presupunînd $k = 0$. Plecînd de la relaţia (4.17), relaţia (4.86) devine

$$Q_{nT} = -ZC_0\int_0^L [V_G - V_{FB} - 2\Phi_F - V(y)]\,\mathrm{d}y. \qquad (4.87)$$

Integrala de mai sus se rezolvă prin schimbarea variabilei y cu variabila $V(y)$ şi utilizarea, în consecinţă, a limitelor de integrare V_S şi V_D. Pentru schimbarea de variabilă se foloseşte relaţia (4.7), curentul de drenă fiind dat de expresia (4.20) în cazul $k = 0$. Efectuînd calculele se obţine [14, 21]

$$Q_{nT} = (-2/3)\,C_{0T}\,(V_1 + V_2 - V_1V_2/(V_1 + V_2)), \qquad (4.88)$$

unde potenţialele V_1 şi V_2 au expresiile:

$$V_1 = V_{GS} - V_{FB} - 2\Phi_F; \qquad (4.89)$$

$$V_2 = V_{GD} - V_{FB} - 2\Phi_F. \qquad (4.90)$$

Diferenţiind expresia (4.88), conform relaţiilor (4.84) şi (4.85), se obţin următoarele valori pentru capacităţile C_{GS} şi C_{GD}:

$$C_{GS} = (2/3)C_{0T}\,[1 - V_2^2/(V_1 + V_2)^2]; \qquad (4.91)$$

$$C_{GD} = (2/3)C_{0T}\,[1 - V_1^2/(V_1 + V_2)^2]. \qquad (4.92)$$

Relaţiile de mai sus indică pentru un tranzistor aflat la limita de saturaţie ($V_D = V_{DP}$) că potenţialul V_2 devine nul, iar cele două capacităţi capătă valorile $C_{GS} = (2/3)\,C_{0T}$ şi $C_{GD} = 0$, în concordanţă cu rezultatele experimentale. Pentru valori mici ale tensiunii V_{DS}, se obţine $V_1 \approx V_2$ şi $C_{GS} = C_{GD} = 0{,}5\ C_{0T}$, rezultat, de asemenea, binecunoscut. Aceasta demonstrează validitatea modelului, deşi deducerea lui s-a bazat pe o aproximaţie forţată ($k = 0$). Aprecierea suficienţei modelului este întărită şi de faptul că valorile celor două capacităţi sînt acoperite de valorile capacităţilor C_{GSO} şi C_{GDO} cu care se află în paralel. Ca exemplu limită, pentru un tranzistor aflat la saturaţie ($C_{GD} = 0$), între poartă şi drenă există numai capacitatea C_{GDO}.

4.2.3. Modele liniarizate de semnal mic

Studiul circuitelor liniare MOS, în special al amplificatoarelor de înaltă frecvenţă, impune cunoaşterea unor circuite echivalente specifice. Aceste circuite au la bază aproximaţia de semnal mic. Ca urmare, analiza de regim dinamic se face separat de analiza de regim static, regimul complet obţinîndu-se prin superpoziţie. O altă specificitate a circuitelor liniare MOS o constituie legarea substratului la sursă, astfel că tranzistorul MOS este privit ca un dispozitiv cu trei terminale; electrodul de referinţă a potenţialelor este sursa. Regimul de lucru cel mai folosit este cel de saturaţie.

Cel mai simplu circuit echivalent de semnal mic se obţine în cazul cvasistaţionar (frecvenţe joase); în acest caz regimul de tensiuni şi curenţi este

considerat ca o succesiune de regimuri statice. Circuitul echivalent corespunzător este prezentat în figura 4.7. Poarta este lăsată în gol datorită impedanței mari de intrare ($\approx 10^{15}\ \Omega$). Pentru deducerea parametrilor circuitului echivalent se pornește de la expresia curentului de drenă i_D (valoare instantanee) funcție de polarizările porții și drenei, v_{GS}, respectiv v_{DS}; se consideră o dependență în forma cea mai simplă, în regimul de saturație

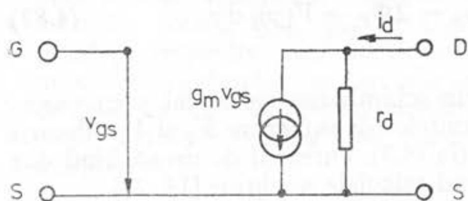


Fig. 4.7. — Circuitul echivalent de semnal mic în regim cvasistaționar.

$$i_D = i_{DSS} = (\beta/2)\ (v_{DS} - V_T)^2. \quad (4.93)$$

Parametrul β este funcție de tensiunea v_{DS} prin efectul de scurtare a canalului și alte efecte echivalente care determină creșterea curentului i_{DSS} cu tensiunea v_{DS}. Circuitul echivalent leagă mărimile variabile de semnal mic, i_d, v_{gs}, v_{ds}, mărimi care rezultă din valorile instantanee respective din care s-au extras componentele continue:

$$i_d = i_D - I_D;$$
$$v_{gs} = v_{GS} - V_{GS}; \quad (4.94)$$
$$v_{ds} = v_{DS} - V_{DS}.$$

Procedura matematică pleacă de la diferențierea funcției care exprimă curentul de drenă

$$i_d \equiv \mathrm{d}i_D = (\partial i_D/\partial v_{GS})\,\mathrm{d}v_{GS} + (\partial i_D/\partial v_{DS})\,\mathrm{d}v_{DS} \equiv (\partial i_D/\partial v_{GS}) v_{gs} + (\partial i_D/\partial v_{DS}) v_{ds}. \quad (4.95)$$

Se definesc parametrii modelului liniarizat, prezentați în circuitul echivalent din figura 4.7:

— transconductanța (conductanța mutuală)

$$g_m = \partial i_D/\partial v_{GS} \quad (4.96)$$

și

— rezistența de drenă

$$r_d = (\partial i_D/\partial v_{DS})^{-1}. \quad (4.97)$$

Derivatele parțiale din relațiile de mai sus se calculează în punctul static de funcționare în care lucrează tranzistorul. Utilizînd relația (4.93), conductanța mutuală are expresia

$$g_m = \beta(V_{GS} - V_T). \quad (4.98)$$

Utilizînd modelarea regiunii de saturație cu ajutorul tensiunii Early echivalente, rezistența r_d — conform cu (4.68) — are expresia $(V_E + V_{DP})/I_{DSS}$.

Calculul performanțelor de frecvență ale amplificatoarelor cu tranzistoare MOS impune completarea circuitului echivalent dedus în regim staționar. Completarea se face cu capacitățile C_{gs}, C_{gd} și C_{ds}, conform cu figura 4.8. Capacitatea C_{gs} înglobează efectele capacităților C_{GS} și C_{GSO}. Capacitatea C_{gd} este dată practic numai de capacitatea C_{GDO}, considerînd tranzistorul în saturație ($C_{GD} = 0$). Capacitatea C_{ds} este dată în principal de capacitatea C_{DB}.

La frecvenţe mai mari, se impune considerarea timpului de tranzit al electronilor prin canal (t_{tr}). Acest efect determină înlocuirea transconductanţei g_m cu transadmitanţa $\underline{Y}_m$. Dependenţa de frecvenţă a transadmitanţei are forma [22]

$$\underline{Y}_m \approx g_m/(1 + j \cdot 4\omega/15\omega_0), \quad (4.99)$$

unde frecvenţa ω_0 are expresia

$$(\omega_0)^{-1} \approx L^2/\mu_n(V_{GS} - V_T) = t_{tr}. \quad (4.100)$$

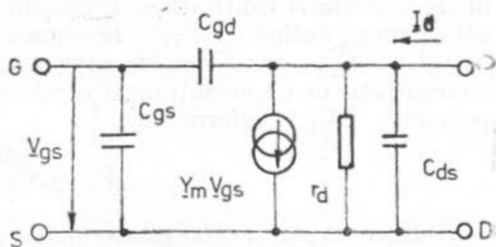


Fig. 4.8. — Circuitul echivalent de semnal mic al tranzistorului MOS.

Expresia (4.100) pentru timpul de tranzit este valabilă, în principal, pentru tranzistoarele cu canal lung în regim de saturaţie. Pentru tranzistoarele cu canal scurt, unde electronii ating viteza limită, v_s, expresia timpului de tranzit devine

$$t_{tr} = L/v_s. \quad (4.101)$$

În acest caz, în expresia frecvenţei ω_0, trebuie luaţi în considerare şi timpii de întîrziere determinaţi de rezistenţele serie şi capacităţile parazite asociate. Pentru tranzistoarele actuale aceşti timpi devin factorul cel mai important de limitare a performanţelor de frecvenţă.

4.3. Tranzistoare MOS implantate

Implantarea ionică reprezintă un procedeu tehnologic utilizat pentru îmbunătăţirea performanţelor tranzistoarelor MOS. Utilizarea implantării ionice se face, în principal, cu două scopuri:

— controlul tensiunii de prag, şi

— realizarea tranzistoarelor MOS cu canal îngropat (canal metalurgic).

În primul caz stratul implantat are acelaşi tip de conductivitate ca şi substratul, iar în al doilea caz stratul implantat are conductivitate de tip opus celei a substratului.

4.3.1. Controlul tensiunii de prag

Pentru un tranzistor MOS cu canal n, deci avînd un substrat p, la suprafaţa semiconductorului se realizează prin implantare ionică un strat subţire de tip p^+. Tranzistoarele MOS actuale se realizează pe substrate slab dopate cu impurităţi pentru a preveni efectele de canal scurt (vezi paragraful 4.4) sau pentru a creşte tensiunea de străpungere a joncţiunii drenă-substrat. În plus, concentraţia la suprafaţă a substratului se modifică prin redistribuirea impurităţilor în procesul de oxidare termică. Ca urmare, nu se poate conta pe o valoare precisă a concentraţiei de impurităţi a substratului, iar valorile mici ale acesteia pot determina apariţia canalului iniţial prin efectul sarcinilor

din sistemul $Si-SiO_2$. De aceea, introducerea unor impurități suplimentare la suprafața semiconductorului și într-o cantitate bine precizată reprezintă o necesitate constructivă.

Față de modelele fizice adoptate pînă acum, în cazul tranzistoarelor implantate nu se mai poate conta pe distribuția constantă a impurităților în substrat. Cu toate acestea, modelele adoptate pentru expresia curentului de drenă $I_D = I_D(V_G, V_S, V_D)$ rămîn valabile [23, 24]; sînt necesare numai unele modificări cantitative. Principala modificare apare în valoarea tensiunii de prag; notînd cu V_{Ti} — tensiunea de prag a tranzistorului MOS implantat și cu V_T — tensiunea de prag a tranzistorului MOS neimplantat (cu o concentrație de impurități în substrat constantă, N_{AB}), se definește deplasarea pragului, ΔV_T, conform cu

$$V_T = V_{Ti} - V_T. \tag{4.102}$$

Dacă *stratul implantat este foarte subțire*, ceea ce reprezintă majoritatea cazurilor de implantare pentru controlul tensiunii de prag, expresiile modelelor fundamentale (paragrafele 4.1.1 și 4.1.5) rămîn valabile cu utilizarea valorii V_{Ti} pentru tensiunea de prag și cu utilizarea concentrației N_{AB} în expresia factorului de substrat k.

Un caz limită îl reprezintă *stratul implantat adînc*, astfel încît regiunea golită de sub canal să se extindă numai în stratul implantat. În acest caz, se adoptă un model simplu pentru concentrația de impurități implantate și anume se consideră o concentrație constantă, N_S, pe o adîncime x_S [5], astfel încît:

$$x_S = R_p + \Delta R_p; \tag{4.103}$$

$$x_S(N_S - N_{AB}) = \int_0^{\infty} [N_A(x) - N_{AB}]\, dx = D_i. \tag{4.103'}$$

Notațiile din relațiile de mai sus au semnificația: R_p este adîncimea medie de implantare; ΔR_p — deviația spațială a profilului implantat; $N_A(x)$ — profilul concentrației de impurități în tranzistorul implantat; D_i — doza de implantare.

Cu aceste precizări, condiția de strat implantat adînc devine

$$x_S \geqslant x_{d\,\max}(L). \tag{4.104}$$

În acest caz se folosesc modelele tranzistorului MOS cu concentrație constantă a impurităților în substrat, egală cu concentrația N_S. Chiar și în cazurile intermediare, între strat implantat subțire și strat implantat adînc, valabilitatea modelelor fundamentale se păstrează [24].

Deplasarea pragului în funcție de doza de implantare și de adîncimea stratului este prezentată grafic în figura 4.9. Adîncimea stratului implantat este dată normalizat, sub forma raportului dintre adîncimea la care concentrația de impurități are un maxim (x_C)(*) și lungimea Debye (L_D) [23]. La adîncimi x_C mici — caz de strat implantat foarte subțire — deplasarea pragului funcție de doză are cea mai mare variație; aceasta corespunde modului analitic simplu

$$\Delta V_T = qD_i/C_0. \tag{4.105}$$

(*) De regulă, $x_C \neq R_p$ datorită tratamentelor termice efectuate după implantare.

Pe măsura creşterii adîncimii stratului implantat, dependenţa $V_T - D_I$ este mai slabă. La o anumită adîncime ($x_C = x_{d\,max}$) se obţine condiţia de strat implantat adînc şi tensiunea de prag nu mai poate fi modificată prin efectul dozei de implantare.

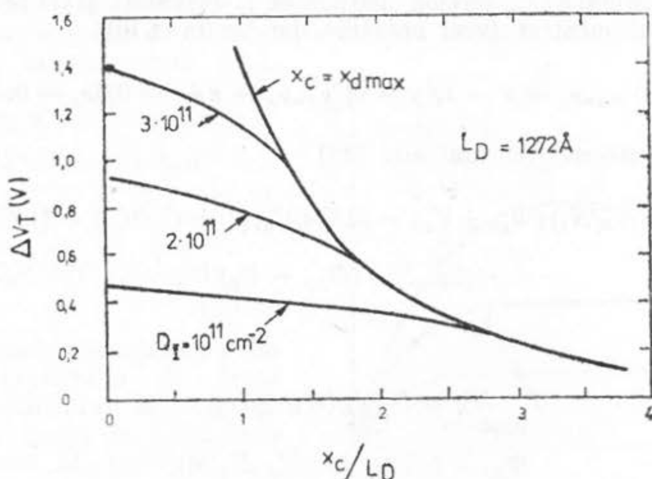


Fig. 4.9. — Deplasarea pragului la un tranzistor MOS implantat în funcţie de adîncimea concentraţiei maxime şi de doza de implantare.

4.3.2. Tranzistoare MOS cu canal îngropat

Dacă prin implantare ionică se realizează la suprafaţa semiconductorului un strat cu conductivitate de tip opus conductivităţii substratului, se obţine un tranzistor MOS cu canal îngropat. Cazul cel mai întîlnit este al tranzistorului cu canal *n* (figura 4.10); la suprafaţa substratului de tip *p* se realizează

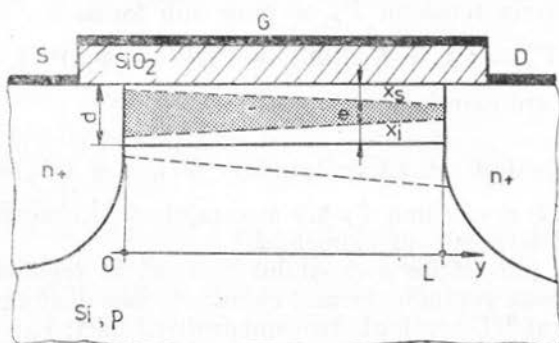


Fig. 4.10. — Tranzistor MOS cu canal *n* îngropat aflat în regim de sărăcire.

prin implantare ionică un strat tip *n*. Modelele fizice consideră o concentraţie constantă de impurităţi în stratul implantat, N_I, pe o adîncime *d*. Un astfel de tranzistor poate lucra în două regimuri: de îmbogăţire, pentru $V_G > V_{FB}$ şi de sărăcire $V_G < V_{FB}$ (potenţialele pe electrozi se referă la potenţialul sursei). Regimul de sărăcire — prezentat şi în figura 4.10 — este cel mai interesant deoarece canalul se stabileşte în volumul semiconductorului şi nu la

suprafața acestuia. Ca urmare, mobilitatea electronilor este mai mare decît la conducția de suprafață — de circa două ori — și nu mai depinde de tensiunea de poartă. Regimul de sărăcire are o limită inferioară a tensiunii de poartă, tensiunea de blocare a canalului, V_p. Blocarea canalului se face prin pătrunderea regiunilor de sarcină spațială de la suprafață și de la joncțiunea strat implantat-substrat (vezi notațiile din figura 4.10)

$$e(y = 0)|_{V_G=V_P} = d - x_s(y = 0)|_{V_G=V_P} - x_i(y = 0)|_{V_B} = 0. \quad (4.106)$$

Expresia acestei tensiuni este [25]

$$V_P = V_{FB} - (N'_B/N_I)(\Phi_{BO} + V_B) - (qN_I d/C_0)(1 + C_0/2C_i) + (1/C_i + 1/C_0)\cdot$$

$$\cdot [(2q\varepsilon_S N'_B)(\Phi_{BO} + V_B)]^{1/2}, \quad (4.107)$$

unde:

$$N'_B = N_B N_I/(N_B + N_I); \quad (4.108)$$

$$\Phi_{B0} = (kT/q)\ln(N_{AB}N_I/n_i^2); \quad (4.109)$$

$$C_i = \varepsilon S/d. \quad (4.110)$$

În modelarea pe calculator se definește tensiunea de blocare a canalului pentru $V_B = 0$ — tensiunea V_{PO}, cunoscînd că, de regulă, $N_I \gg N'_B$ expresia tensiunii V_{PO} este

$$V_{PO} \approx V_{FB} - (qN_I d/C_0)(1 + C_0/2C_i). \quad (4.111)$$

Atunci, expresia tensiunii V_P se pune sub forma

$$V_P = V_{PO} + K_D[(\Phi_{BO} + V_B)^{1/2} - (\Phi_{BO})^{1/2}], \quad (4.112)$$

unde factorul K_D are exresia:

$$K_D = (1/C_i + 1/C_0)(2q\varepsilon_s N'_B)^{1/2} \equiv (1/C_i + 1/C_0)\,k. \quad (4.113)$$

Forma (4.112) a tensiunii V_P are avantajul că se bazează pe trei parametri ușor de determinat experimental.

Regimul de îmbogățire a canalului prezintă în regimul cvasiliniar al caracteristicilor două porțiuni. Prima, cunoscută sub denumirea de îmbogățire totală a suprafeței, are loc la tensiuni de drenă mici: $V_G - V_{FB} > V_D > 0$; în acest caz, pe toată lungimea canalului suprafața este îmbogățită cu electroni. A doua porțiune, denumită îmbogățire parțială a suprafeței, se obține la tensiuni de drenă mai mari și este caracterizată prin aceea că lîngă drenă suprafața semiconductorului încetează să mai fie îmbogățită și intră în golire.

Crescînd mai departe tensiunea pe drenă, atît în regimul de îmbogățire cît și în regimul de sărăcire, se obține saturația caracteristicilor. În figura 4.11 se prezintă caracteristicile de ieșire pentru un tranzistor MOS cu canal *n* îngropat.

Descrierea analitică a acestor caracteristici, în spiritul modelelor tranzistorului MOS neimplantat în regim de îmbogăţire (paragraful 4.1.2) este posibilă [24], dar expresiile obţinute sînt greoaie, inoperante în programe de analiză a circuitelor MOS. De aceea, se preferă o exprimare mai simplă obţinută prin dezvoltarea în serie a radicalului de ordinul doi din expresia sarcinilor în regiunile golite de electroni; o metodă similară, utilizînd parametrul γ s-a folosit în paragraful 4.1.2. În acest caz se utilizează parametrul δ care are expresia:

$$\delta = 0{,}25\, k(1 + \alpha)\, (\Phi_{BO})^{-1/2}, \tag{4.114}$$

unde:

$$\alpha = (C_0/C_i)\,(C_0/2C_i + 1). \tag{4.115}$$

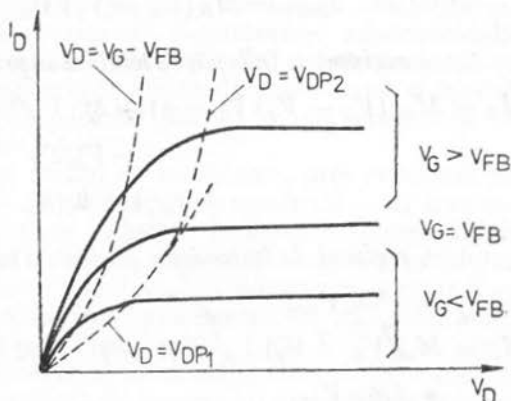


Fig. 4.11. – Caracteristicile de ieşire ale tranzistorului MOS cu canal îngropat.

Parametrul similar cu β din expresia curentului de drenă pentru tranzistorul MOS neimplantat în regim de îmbogăţire este mărimea M_D definită

$$M_D = \frac{\mu_{BI}}{1 + \alpha} C_0 \frac{Z}{L}, \tag{4.116}$$

parametrul M_D conţine mobilitatea de volum a electronilor din stratul implantat, μ_{BI}, mărime care nu este afectată de tensiunea V_G (sau mai precis de cîmpul electric transversal).

În condiţii de îmbogăţire a suprafeţei, şi la acest tranzistor intervine conducţia la suprafaţă; pentru aceasta se introduce un parametru r, care exprimă raportul dintre mobilitatea de suprafaţă (μ_S) dependentă de intensitatea cîmpului electric transversal şi mobilitatea de volum (μ_{BI})

$$r = r_0/[1 + \theta_G(V_G - V_{FB})], \tag{4.117}$$

unde

$$r_0 = \mu_{SO}(1 + \alpha)/\mu_{BI}. \tag{4.118}$$

În relaţiile (4.117) şi (4.118) s-au folosit mărimile: r_0 — valoarea raportului r pentru $V_G = V_{FB}$ şi μ_{SO} — valoarea maximă a mobilităţii de suprafaţă (tot pentru $V_G = V_{FB}$).

Exprimarea la saturaţie a caracteristicilor se face cel mai simplu prin formalismul tensiunii Early echivalente, V_E, aceeaşi atît pentru regimul de sărăcire cît şi pentru regimul de îmbogăţire. Limita de separaţie între regiunea cvasiliniară şi regiunea de saturaţie a caracteristicilor se notează cu V_{DP1} în regimul de sărăcire şi cu V_{DP2} în regimul de îmbogăţire. Definirea tensiunilor V_{DP1} şi V_{DP2} se face în spiritul modelului descris de relaţia (4.68).

În spiritul precizărilor făcute pînă aici, ecuaţiile modelului pentru tranzistorul MOS cu canal n îngropat [17] sînt:

— *regimul de sărăcire:* $V_P \leq V_G \leq V_{FB}$

• $V_D \leq V_{DP1}$

$$I_D = M_D[(V_G - V_P)\, V_D - (1 + \delta) \cdot V_D^2/2], \tag{4.119}$$

$$V_P = V_{FO} + K_D[(V_B + \Phi_{BO})^{1/2} - (\Phi_{BO})^{1/2}]; \quad (4.120)$$

- $V_D \geqslant V_{DP1}$

$$I_D = I_{DSS1}[1 + (V_D - V_{DP1})/(V_E + V_{DP1})], \quad (4.121)$$

$$V_{DP1} = V_E[(1 + 2\,(V_G - V_P)/V_E(1 + \delta))^{1/2} - 1], \quad (4.122)$$

$$I_{DSS1} = M_D[(V_G - V_P)\,V_{DP1} - (1 + \delta)\cdot V_{DP1}^2/2]; \quad (4.123)$$

— *regimul de îmbogățire totală a suprafeței:* $V_G \geqslant V_{FB}$ și $0 \leqslant V_D \leqslant V_G - V_{FB}$

$$I_D = M_D\{(V_G - V_P)\,V_D - (1 + \delta)\cdot V_D^2/2 + (r - 1)[(V_G - V_{FB})\,V_D - -V_D^2/2]\} \quad (4.124)$$

$$r = r_0/[1 + \theta_G(V_G - V_{FB}); \quad (4.125)$$

— *regimul de îmbogățire parțială a suprafeței:* $V_G \geqslant V_{FB}$ și $V_D \geqslant V_G - V_{FB}$

- $V_D \leqslant V_{DP2}$

$$I_D = M_D[(V_G - V_P)\,V_D - (1 + \delta)\cdot V_D^2/2 + (r - 1)\cdot(V_G - V_{FB})^2/2]; \quad (4.126)$$

- $V_D \geqslant V_{DP2}$

$$I_D = I_{DSS2}[1 + (V_D - V_{DP2})/(V_E + V_{DP2})], \quad (4.127)$$

$$V_{DP2} = V_E\left\{\left[1 + \frac{2}{1 + \delta}\left[\frac{V_G - V_P}{V_E} - \frac{r - 1}{2}\left(\frac{V_G - V_{FB}}{V_E}\right)^2\right]\right]^{1/2} - 1\right\}, \quad (4.128)$$

$$I_{DSS2} = M_D[(V_G - V_P)\,V_{DP2} - (1 + \delta)V_{DP2}^2/2 + (r - 1)\cdot(V_G - V_{FB})^2/2]. \quad (4.129)$$

Modelul descris de relațiile (4.119) ... (4.129) conține 9 parametri: M_D, V_{FO}, Φ_{BO}, V_{FB}, K_D, r_0, θ_G, δ și V_E. Toți acești parametri pot fi calculați conform relațiilor date în text (4.107) ... (4.118); pentru parametrul V_E se păstrează o relație de forma (4.50). Totodată, parametrii modelului pot fi determinați pe cale experimentală.

4.4. Efecte de canal scurt

Tehnologia actuală permite realizarea tranzistoarelor MOS cu canal scurt și, în general, cu geometrie redusă. Principalele avantaje care decurg din aceasta sînt:

— densitate mare de integrare și, implicit, reducerea costurilor;
— micșorarea timpului de tranzit al purtătorilor în canal;
— reducerea puterii consumate prin utilizarea unor nivele mici de tensiuni și curenți.

Obținerea tranzistoarelor MOS cu canal scurt se face prin micșorarea la scară a dimensiunilor tranzistorului MOS cu canal lung sau prin soluții constructive noi cum sînt tranzistoarele DMOS și VMOS. Reducerea lungimii canalului determină însă și modificarea nedorită a unor parametri electrici, de exemplu: micșorarea mobilității, dependența tensiunii de prag de lungimea canalului, creșterea conductanței de ieșire etc.

Cu toate acestea, *modelele pentru tranzistorul MOS cu canal scurt utilizate în programele de analiză a circuitelor integrate sînt practic aceleași ca la tranzis-*

torul MOS cu canal lung. Principalele deosebiri se referă la relațiile de calcul ale parametrilor de model și la necesitatea reconsiderării importanței unor parametri.

Relațiile analitice de calcul pentru parametrii de model, pe baza modelelor fizice, sînt obținute cu mari aproximații. Acest lucru este datorat caracterului profund bidimensional și chiar tridimesional al tranzistorului MOS cu canal scurt, față de care aproximația graduală își pierde valabilitatea. De aceea, pentru astfel de cazuri se recomandă determinarea experimentală a parametrilor de model din caracteristicile electrice. În cele ce urmează se vor prezenta cîteva din cele mai importante efecte de canal scurt și modul de considerare a acestora în calculul parametrilor de model precum și în alegerea celui mai adecvat model.

Pentru început trebuie precizat modul de modificare, prin reducerea la scară, a parametrilor constructivi — geometrici și de material — ai tranzistorului MOS cu canal scurt. Factorul de reducere la scară a dimensiunilor geometrice se notează cu F_r; această reducere afectează lungimea canalului (L), lățimea canalului (Z), grosimea oxidului (x_0) și adîncimea joncțiunilor de sursă și drenă (x_S). Parametrii geometrici tipici pentru un tranzistor MOS cu canal scurt sînt: $L = 1 ... 2$ μm; $x_0 = 200 ... 400$ Å; $Z < 10$ μm; $x_J < 1$ μm. Pentru a păstra același nivel al intensității cîmpului electric ca și la tranzistorul cu canal lung, concentrația de impurități din substrat trebuie crescută de F_r^2 ori, iar tensiunile de poartă și de drenă trebuie scăzute de F_r ori; valori tipice: $N_A \approx 10^{16} ... 10^{17}$ cm^{-3}; V_G, $V_D < 5$ V. Aceste valori ale parametrilor constructivi determină schimbări ale valorilor parametrilor de model, după cum urmează.

a) **Dependența mobilității de intensitatea cîmpului electric.** Dependența mobilității de intensitatea cîmpului electric reprezintă un fapt luat în considerație chiar la tranzistorul cu canal lung. Pentru un tranzistor cu canal scurt efectul cîmpului electric longitudinal nu mai poate fi neglijat, așa cum s-a făcut în relația (4.62); reconsiderarea parametrului θ_D din relația (4.41) se impune pentru un astfel de tranzistor. În plus, datorită concentrației de substrat crescute, mobilitatea μ_{n0} scade apreciabil [20, 26].

b) **Modificarea tensiunii de prag.** Expresia (4.23) a tensiunii de prag nu mai rămîne valabilă la un tranzistor MOS cu canal scurt. În aceste condiții sarcina Q_{BT} nu mai este susținută în totalitate de tensiunea aplicată pe poartă, ci o bună parte din aceasta este generată de tensiunile aplicate pe sursă și drenă [27]. Totodată, în condițiile de lățime redusă a canalului, sarcina Q_B are o componentă apreciabilă în porțiunile curbe ale regiunii de golire. Ca urmare, mărimea tensiunii V_T depinde de lungimea canalului și de tensiunile V_S și V_D. Considerațiile privind dependența sarcinii Q_{BT} de tensiunile aplicate pe poartă, sursă și drenă sînt prezentate în figura 4.12; în figură s-a considerat cazul $V_{DS} = V_D - V_S \approx 0$. Componenta sarcinii Q_{BT} susținută de tensiunea pe poartă este notată Q_{BG}, iar cele două componente cuprinse în regiunile golite ale sursei și drenei sînt egale între ele și notate Q_{BJ}. Se observă (cu notațiile din figura 4.12) că

$$Q_{BG}/Q_{BT} = (1/2)(1 + L'/L). \tag{4.130}$$

Pentru tranzistoare cu canal lung, $L' \approx L$ și $Q_{BG} = Q_{BT}$. Pentru tranzistoarele cu canal scurt, la limită ($L'/L \ll 1$) se obține

$$Q_{BG} \approx Q_{BT}/2, \tag{4.131}$$

ceea ce denotă o reducere de două ori a factorului de substrat. În cazul general, pentru orice lungime de canal, calcule geometrice simple indică următoarea expresie a tensiunii de prag [27]

$$V_T = V_S + V_{FB} + 2\Phi_F + k(2\Phi_F + V_S)^{1/2}\{1 - (x_J/L)[(1 + 2W/x_J)^{1/2} - 1]\}, \quad (4.132)$$

unde

$$W = [(2\varepsilon_S/qN_A)(V_S + 2\Phi_F)]^{1/2(*)} \quad (4.133)$$

şi

$$k = (2\varepsilon_S qN_A)^{1/2}/C_0. \quad (4.134)$$

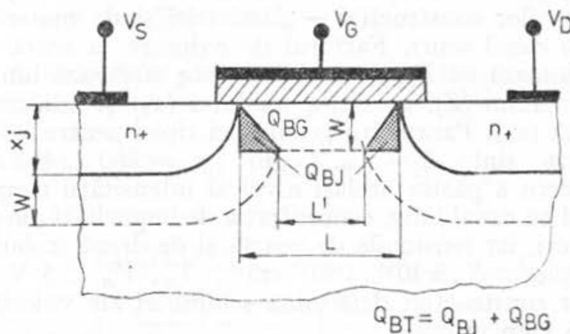


Fig. 4.12. – Efectul de canal scurt asupra sarcinii Q_{BT} substrat.

Pentru programe de calcul se poate utiliza o relaţie mai simplă provenind din dezvoltarea în serie a radicalului de ordinul doi [26]

$$V_T = V_S + V_{FB} + 2\Phi_F + k(V_S + 2\Phi_F)^{1/2}[1 - \theta_B(V_S + 2\Phi_F)^{1/2}], \quad (4.135)$$

unde parametrul θ_B are expresia

$$\theta_B = (1/L)(2\varepsilon_S/qN_A)^{1/2}. \quad (4.135')$$

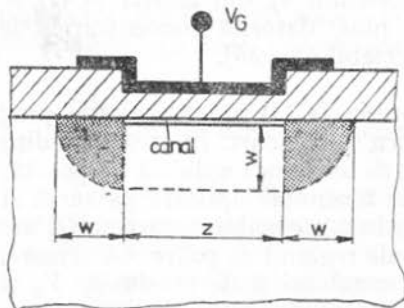


Fig. 4.13. – Efectul lăţimii mici cana ului asupra sarcinii Q_B.

Considerînd şi efectul lăţimii mici a canalului se obţine o creştere a tensiunii de prag prin efectul creşterii sarcinii Q_B cu componenta din regiunile curbe (fig. 4.13). Creşterea tensiunii de prag se face direct proporţional cu creşterea ariei transversale a regiunii golite de sub canal faţă de modelul dreptunghiular ($W \times Z$). Atunci, expresia (4.135) a tensiunii de prag se completează cu un nou factor [26]

$$V_T = V_S + V_{FB} + 2\Phi_F + k(V_S + 2\Phi_F)^{1/2}[1 - \theta_B(V_S + 2\Phi_F)^{1/2}](1 + (\pi/2)(W/Z)). \quad (4.136)$$

(*) În concordanţă cu presupunerea făcută ($V_S \approx V_D$), semnificaţia lui W este: $W = x_{d\,max}(0) \approx x_{d\,max}(L)$.

c) **Efectul rezistențelor serie.** Pe măsura scăderii lungimii canalului, rezistența acestuia scade astfel încît se impune considerarea efectului rezistențelor serie de sursă și de drenă [20] R_S, respectiv R_D (vezi paragraful 4.2.1 și figura 4.6). Aceasta determină o scădere a tensiunii efective aplicate între sursă și drena tranzistorului intrinsec ($V_{D'S'}$) față de tensiunea aplicată între electrozi (V_{DS}), conform relației

$$V_{D'S'} = V_{DS} - (R_S + R_D)\, I_D. \tag{4.137}$$

Între mărimile I_D și $V_{D'S'}$ rămîne valabilă legătura stabilită de modelele fundamentale corectate cu celelalte efecte de canal scurt. Luînd ca exemplu regiunea liniară a caracteristicilor ($V_{DS} \rightarrow 0$) unde relația (4.29) ia forma aproximativă (scrisă pentru tranzistorul intrinsec)

$$I_D \approx \beta(V_G - V_T) V_{D'S'}, \tag{4.138}$$

aplicarea relației (4.137) determină următoarea expresie a caracteristicilor statice pentru tranzistorul global

$$I_D = \{\beta(V_G - V_T)/[1 + \beta(V_G - V_T)\,(R_S + R_D)]\}\, V_{DS}. \tag{4.139}$$

Relația de mai sus indică o scădere a curentului de drenă față de un tranzistor ideal, fără rezistențe serie, în aceleași condiții de polarizare. Acest lucru este pus cel mai bine în evidență prin efectul de scădere a conductanței g_0 (*) față de valoarea g_0' specifică tranzistorului intrinsec

$$g_0 = g_0'/[1 + g_0'\,(R_S + R_D)]. \tag{4.140}$$

O relație similară cu (4.140) se poate scrie pentru transconductanța canalului în regim de saturație [4].

d) **Efecte de pătrundere.** Datorită dimensiunilor mici ale canalului, tranzistorul parazit sursă-substrat-drenă poate intra ușor în regim de pătrundere [28, 29]. În acest caz se stabilește o cale suplimentară de conducție între sursă și drenă, alta decît conducția la suprafață. Efectul este vizibil în special la saturație unde se constată o creștere puternică a conductanței de ieșire. De regulă, se încearcă evitarea apariției acestui fenomen care duce la o degradare serioasă a caracteristicilor electrice. Sînt totuși cazuri cînd fenomenul este stăpînit în sensul controlului curenților de pătrundere [28]. În aceste cazuri se lucrează pe substrate de rezistivitate crescută unde curenții de pătrundere sînt limitați de efectul sarcinii spațiale; atunci, dependența acestor curenți de tensiune dintre drenă și sursă este de formă pătratică [29].

Modelele care descriu creșterea curentului de drenă la saturație — efectul de scurtare a canalului sau tensiunea Early echivalentă — pot prelua aproximativ orice dependență a curentului de drenă de tensiunea de drenă, inclusiv datorită pătrunderii; se impune doar o reconsiderare a valorilor parametrilor de model (α sau V_E). În acest fel pot fi preluate global și alte efecte care se accentuează la tranzistoarele cu canal scurt, cum sînt: reacția electrostatică a cîmpului electric al drenei asupra canalului [8] și multiplicarea purtătorilor de sarcină prin impact [26]. Apariția unor curenți de drenă suplimentari față de conducția la suprafață poate fi modelată și prin rezistența R_p prevăzută în circuitul echivalent din figura 4.6.

(*) Conductanța canalului este $g_0 = I_D/V_{DS}$.

e) **Parametri de înaltă frecvență.** Principalul efect util al reducerii dimensiunilor tranzistorului MOS îl constituie reducerea capacităților și a timpului de tranzit. Scăderea timpului de tranzit al electronilor prin canal de F_r pînă la F_r^2 ori determină extinderea domeniului de frecvență al tranzistorului (creșterea frecvenței ω_0). Din punct de vedere al schemei echivalente (vezi figura 4.8), aceasta rămîne valabilă și în cazul tranzistoarelor MOS cu canal scurt, numai că limitările de frecvență se datoresc altor parametri decît la tranzistoarele cu canal lung [26]. Acum, timpul de tranzit poate deveni neimportant, pe primul plan trecînd efectul capacităților structurii combinat cu efectul rezistențelor serie.

4.5. Modelul distribuit pentru tranzistoare MOS

Toate modelele pentru tranzistoare MOS, descrise pînă aici, au presupus o concentrație constantă de impurități de-a lungul canalului. O largă categorie de tranzistoare MOS actuale cu performanțe avansate prezintă un gradient longitudinal al concentrației de impurități; este cazul, în special, al tranzistoarelor DMOS și VMOS [5, 30, 31]. Deși forma caracteristicilor se păstrează, dispare legătura dintre parametrii de model — deduși în cazul concentrației constante de impurități de-a lungul canalului — și mărimile constructive; de aceea, se impune ca unică cale de determinare a parametrilor de model metoda experimentală, parametrii căpătînd caracter empiric. În cele ce urmează se prezintă o modalitate de extensie a modelelor fizice cunoscute pentru tranzistoarele MOS „clasice" la tranzistoarele care prezintă gradient longitudinal al unor parametri constructivi.

4.5.1. Modelul distribuit pentru tranzistoare MOS cu gradient longitudinal al concentrației de impurități

Modelul prezentat în această secțiune descrie regimul static pentru tranzistoare MOS avînd orice tip de distribuție a concentrației de impurități de-a lungul canalului [32, 33]. Analiza are în vedere numai regiunea cvasiliniară a caracteristicilor. Pentru regimul de saturație se poate utiliza orice model de la tranzistorul MOS cu concentrație constantă de impurități în lungul canalului, de exemplu, metoda tensiunii Early echivalente.

Un tranzistor MOS avînd o distribuție oarecare a concentrației de impurități de-a lungul canalului — axa Oy — poate fi considerat ca o combinație serie de n tranzistoare elementare (figura 4.14 *a*). Acest lucru este posibil datorită continuității canalului între sursă și drenă în regiunea cvasiliniară a caracteristicilor. Concentrația de impurități pentru un tranzistor elementar se consideră constantă. Luînd ca exemplu tranzistorul elementar j, concentrația de impurități corespunzătoare (N_j) poate fi aproximată prin valoarea reală a concentrației de impurități la unul din capetele tranzistorului

$$N_j = N(y_j) \tag{4.141}$$

sau

$$N_j = N(y_{j+1}), \tag{4.142}$$

sau poate fi considerată ca o valoare medie (fig. 4.14 *b*)

$$N_j = \frac{1}{L_j} \int_{y_j}^{y_{j+1}} N(y)\, \mathrm{d}y. \tag{4.143}$$

Modelul prezentat aici presupune o concentrație constantă de impurități pe direcție normală pe canal.

Tranzistorul elementar, cu o concentrație de impurități în substrat constantă, are o caracteristică statică de forma

$$I_{D,j}(V_G, V_j, V_{j+1}) = \beta_j[f(V_G, V_j) - f(V_G, V_{j+1})], \quad (4.144)$$

în concordanță cu relația (4.11) considerînd, pentru tranzistorul j, că potențialul sursei este V_j, iar al drenei V_{j+1}. Forma concretă a funcției f poate fi oricare din cele prezentate în paragraful 4.1.2. Potențialele V_j rezultă din valorile potențialului de-a lungul canalului, în punctele de discretizare y_j (fig. 4.14 c). Factorul β_j (conform cu (4.21)) are expresia

$$\beta_j = (Z/L_j)\, \mu_{n,j}\, C_0, \quad (4.145)$$

unde L_j este lungimea tranzistorului elementar, iar $\mu_{n,j}$ este mobilitatea electronului în secțiunea (y_j, y_{j+1}).

Valorile lungimii canalului pentru tranzistorul elementar, L_j, pot varia de la un tranzistor la altul — în mod uzual, valori mai mici în regiunile cu gradient mare al concentrației longitudinale de impurități — sau pot fi constante, în care caz $L_j = L/n$, unde L este lungimea totală a canalului pentru dispozitivul considerat.

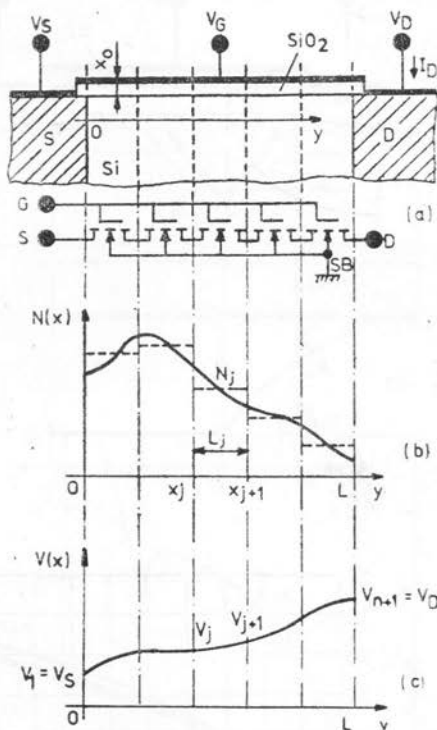


Fig. 4.14. — Prezentarea modelului distribuit: *a* — secționarea unui tranzistor MOS în tranzistoare elementare; *b* — profilul impurităților de-a lungul canalului (linie continuă — profilul real; linie întreruptă — — profilul aproximat); *c* — distribuția potențialului în canal.

Mobilitatea electronului diferă de la un tranzistor elementar la altul datorită diferenței de concentrație de impurități și datorită diferenței de intensitate a cîmpului electric. Considerînd dependența mobilității numai de intensitatea cîmpului electric transversal și de concentrația de impurități, expresia mobilității este (vezi relația (4.39))

$$\mu_{n,j} = \mu_{n0,j}(N_j)/[1 + \theta_G(V_G - V_{T,j})]. \quad (4.146)$$

Expresia tensiunii de prag, $V_{T,j}$ care intră în relația (4.146) dar și în (4.144) este, în concordanță cu (4.56),

$$V_{T,j} = V_{FB} + 2\Phi_{F,j} + V_j + k_j(2\Phi_{F,j} + V_j)^{1/2}, \quad (4.147)$$

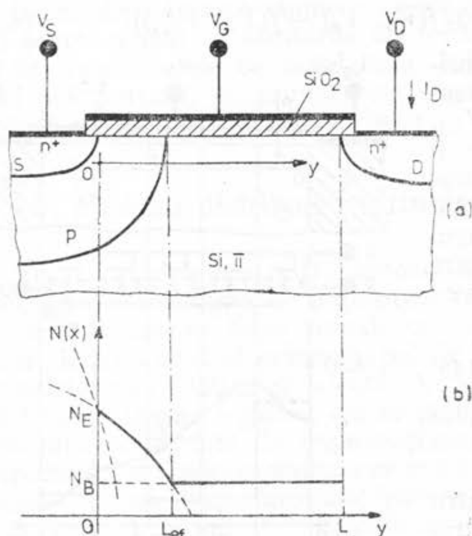
unde

$$\Phi_{F,j} = (kT/q) \ln (N_j/n_i), \quad (4.148)$$

și

$$k_j = (2\varepsilon_S q N_j)^{1/2}/C_0. \quad (4.149)$$

Pentru a obține expresia caracteristicilor statice, $I_D = I_D(V_G, V_S, V_D)$ trebuie rezolvat următorul sistem de ecuații pentru diferite valori ale lui V_G și I_D:



$$I_D = I_{D,1}(V_G, V_1, V_2) = \\ = I_{D,2}(V_G, V_2, V_3) = \dots \quad (4.150) \\ \dots = I_{D,j}(V_G, V_j, V_{j+1}) = \dots \\ \dots = I_{D,n}(V_G, V_n, V_{n+1}).$$

Sistemul de mai sus a rezultat din egalarea curenților $I_{D,j}$ a celor n tranzistoare elementare, datorită legării lor în serie. Sistemul se rezolvă iterativ prin calcularea succesivă a potențialelor din canal: $V_2, V_3, \dots, V_n$, presupunînd următoarele condiții pe frontieră

$$V_1 = V_S; \quad V_{n+1} = V_D. \quad (4.151)$$

Domeniul de valabilitate a calculelor de mai sus este dat de limitele regimului cvasiliniar, adică $V_D \leqslant V_{DP}$.

Un prim exemplu de aplicare a acestui model este cazul tranzistorului DMOS. În figura 4.15, *a* și *b*, se prezintă structura, respectiv profilul distribuției de impurități de-a lungul canalului. Spre deosebire de tranzistorul MOS clasic, tranzistorul DMOS este fabricat pe un substrat foarte slab dopat (π) în care se realizează, prin difuzie, o zonă p, odată cu difuzia de sursă, dar de adîncime mai mare. Profilul de impurități care rezultă este

Fig. 4.15. — Modelul distribuit pentru tr zistorul DMOS: *a* — structura; *b* — profilul de impurități de-a lungul canalului; *c* — caracteristici statice.

$$N(x) = \begin{cases} N_E \exp(-y^2/\lambda^2) & 0 \leqslant y \leqslant L_{ef}; \\ N_B & L_{ef} \leqslant y \leqslant L, \end{cases} \quad (4.152)$$

unde N_E este concentrația de impurități lîngă sursă ($y = 0$); N_B — concentrația de impurități în substratul π; λ — constanta de difuzie.

Structura a fost împărțită în n tranzistoare elementare, după cum urmează: regiunea $(0, L_{ef})$ a fost divizată în $n - 1$ părți egale ($L_j = L_{ef}/(n - 1)$; $j = 1, 2, \dots, n - 1$), iar restul regiunii dintre sursă și drenă (L_{ef}, L)—

care prezintă o concentrație de impurități constantă — a fost descrisă de un singur tranzistor ($L_n = L - L_{ef}$).

Pentru calcule au fost utilizați următorii parametri: $N_E = 10^{17}$ cm^{-3}; $N_B = 10^{15}$ cm^{-3}; $L = 5$ µm; $L_{ef} = 1$ µm, $x_0 = 1\,000$ Å; $Z = 35$ µm; $\mu_{n0} = 200$ cm^2/Vs (independentă de concentrația de impurități); $V_{FB} = -2$ V. În figura 4.15 *c* se prezintă caracteristicile de ieșire, $I_D - V_D$, pentru $V_S = 0$ și $V_G = 5$ V, considerînd patru moduri de divizare a dispozitivului: $n = 2, 3, 7$ și 10. Se observă că metoda este convergentă și peste $n = 7$ nu se obțin îmbunătățiri evidente.

Împărțirea tranzistorului DMOS în $n = 2$ tranzistoare elementare corespunde „modelului E/D" [34]. Conform acestui model, tranzistorul elementar de lîngă sursă lucrează în regim de îmbogățire, avînd lungimea canalului L_{ef} și o concentrație constantă de impurități în substrat, N_E; celălalt tranzistor elementar — cu lungime de canal $L - L_{ef}$ și concentrația constantă N_B — are canal inițial. Se observă că, față de un model distribuit exact ($n \geqslant 7$), modelul *E/D* introduce erori de $\approx 15\%$ în determinarea potențialului V_D pentru curent I_D dat.

Al doilea exemplu se referă la tranzistoarele VMOS utilizate atît în circuite integrate cît și ca dispozitive discrete. Figura 4.16 *a* reprezintă o secțiune printr-un tranzistor VMOS discret utilizat în aplicații de putere. Drena este realizată pe un strat epitaxial *n*/substrat n^+, iar regiunile canalului (substratul funcțional al tranzistorului) și sursei sînt obținute prin două difuzii succesive — *p* și, respectiv n^+ — similar ca la un tranzistor bipolar. Distribuția impurităților pentru un tranzistor de test este prezentată în figura 4.16 *b*, de-a lungul axei *Oy*, paralelă cu canalul; celelalte date ale tranzistorului sînt: $Z = 120$ µm, $x_0 = 1\,000$ Å; $\mu_{n0} = 130$ cm^2/Vs; $V_{FB} = -2$ V.

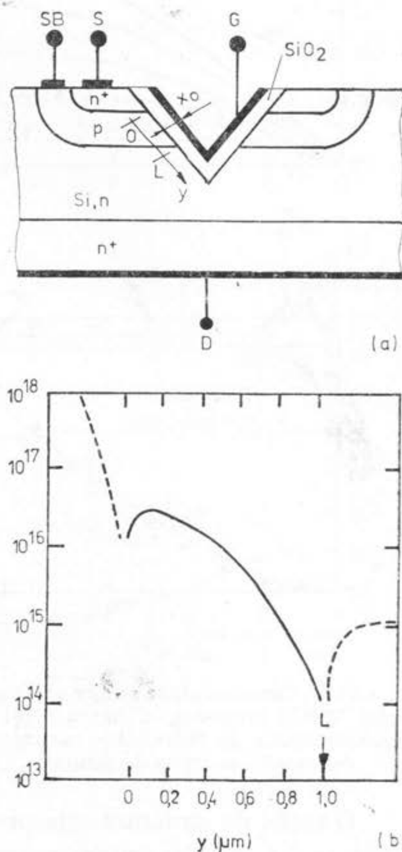
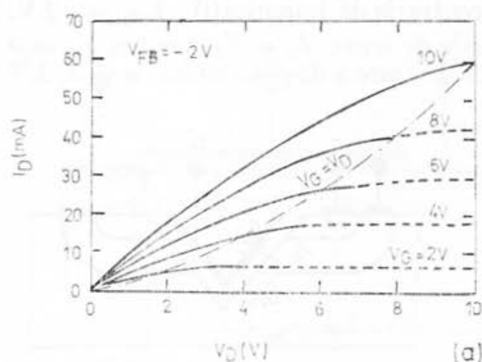


Fig. 4.16. — Modelul distribuit pentru tranzistorul VMOS: *a* — structura; *b* — profilul de impurități de-a lungul canalului.

Aplicarea modelului distribuit s-a făcut prin „secționarea" în $n = 10$ tranzistoare elementare. Rezultatele obținute sînt prezentate sub forma caracteristicilor de ieșire (fig. 4.17 a) și a caracteristicii de transfer în regim de saturație (fig. 4.17 *b*); toate datele corespund cazului $V_S = V_{SB} = 0$. Caracteristicile de ieșire au fost extrapolate în regiunea de saturație conform ipotezei $I_D = I_{DSS} =$ const. (liniile întrerupte în figura 4.17 *a*). Caracteristica

de transfer a fost extrasă din caracteristicile de ieşire în regimul de saturaţie (linia continuă din figura 4.17 *b*); tot în figura 4.17 *b* au fost prezentate şi punctele experimentale, observîndu-se o concordanţă satisfăcătoare.



Printre rezultatele remarcabile obţinute în cadrul tranzistoarelor VMOS de putere îl constituie liniarizarea caracteristicii de transfer la nivele mari de curenţi, în concordanţă cu rezultatele experimentale şi cu modelele avansate [35, 36]. Acest rezultat care determină o transconductanţă constantă reprezintă un avantaj deosebit în realizarea funcţiei de amplificare de putere.

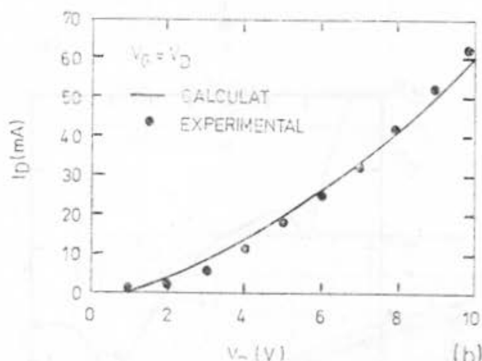


Fig. 4.17. — Caracteristicile statice ale tranzistorului VMOS prezentat în figura 4.16: *a* — caracteristicile de ieşire; *b* — caracteristica de transfer în regim de saturaţie.

4.5.2. Generalizarea modelului distribuit [37]

Paragraful precedent a considerat cazul tranzistoarelor MOS cu gradient longitudinal al concentraţiei de impurităţi. Unele tranzistoare MOS prezintă şi alte neuniformităţi longitudinale cum sînt:

— variaţia potenţialului de-a lungul porţii (cazul tranzistoarelor MOS cu poartă rezistivă avînd două contacte de poartă);

— lăţime (Z) neuniformă.

O astfel de structură este prezentată în figura 4.18. Secţionînd structura în n tranzistoare elementare curentul de drenă al tranzistorului elementar j este dat de o relaţie asemănătoare cu (4.144)

$$I_{D,j} = \beta_j[f(V_{G,j}, V_j) - f(V_{G,j}, V_{j+1})], \tag{4.153}$$

unde s-a ţinut seama de polarizarea pe poartă diferită a fiecărui tranzistor. Factorul β_j are expresia

$$\beta_j = \mu_{n,j}(Z_j/L_j)\,C_0, \tag{4.154}$$

unde Z_j reprezintă lăţimea tranzistorului elementar j. Cu aceste precizări, metoda de lucru este identică cu cea folosită în paragraful 4.5.1: potenţialul

V_{j+1} se calculează cunoscînd potențialul V_j și curentul $I_{D,j} = I_D$ pe baza relației (4.153). O metodă analogă constă în determinarea potențialului din canal prin rezolvarea ecuației diferențiale (4.6), combinată cu relațiile (4.14), (4.15) și (4.16):

$$V_{j+1} = V_j + \left.\frac{dV}{dy}\right|_j ; \qquad (4.155)$$

$$\left.\frac{dV}{dy}\right|_j = \frac{I_D}{Z_j \mu_{n,j} C_0} \cdot \frac{1}{V_{G,j} - V_{FB} - 2\Phi_{F,j} - V_j - k_j(2\Phi_{F,j} + V_j)^{1/2}} \cdot \qquad (4.156)$$

Acest mod de rezolvare exclude cunoașterea explicită a funcției f din relația (4.153). Pentru obținerea unei precizii satisfăcătoare sînt însă necesare un număr mare de diviziuni și va determina o creștere apreciabilă a timpului de calcul; în aceste condiții se pot obține precizii nelimitate.

Două exemple de aplicare a modelului distribuit generalizat sînt prezentate în figurile 4.19 și 4.20.

În figura 4.19 sînt reprezentate caracteristicile statice de ieșire pentru un tranzistor MOS avînd datele: $N_A = 10^{15}$ cm^{-3} (constant); $Z = 10$ μm (constant); $L = 200$ μm; $x_0 = 0{,}1$ μm, care prezintă o variație liniară a tensiunii pe poartă: $V_{G1} = 3$ V (constant) și $V_{G2} = 1 \ldots 10$ V.

În figura 4.20 se prezintă, suprapuse, caracteristicile statice de ieșire pentru trei tranzistoare MOS care prezintă o geometrie variabilă a porții/canalului (datele constructive și de polarizare sînt prezentate în interiorul figurii).

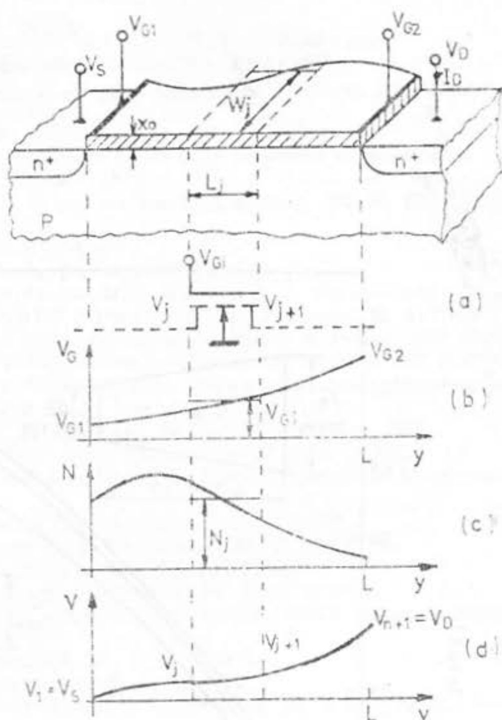


Fig. 4.18. — Modelul distribuit pentru un tranzistor MOS cu poartă neechipotențială, gradient longitudinal al concentrației de impurități și lățime variabilă a canalului.

În amîndouă situațiile prezentate se poate remarca posibilitatea variației în limite largi a caracteristicilor statice și, implicit, dinamice (de exemplu, panta). Această variație poate fi realizată constructiv (prin efectul distribuției neuniforme a concentrației de impurități și a geometriei porții) sau prin programare electrică (controlul distribuției de potențial pe poartă).

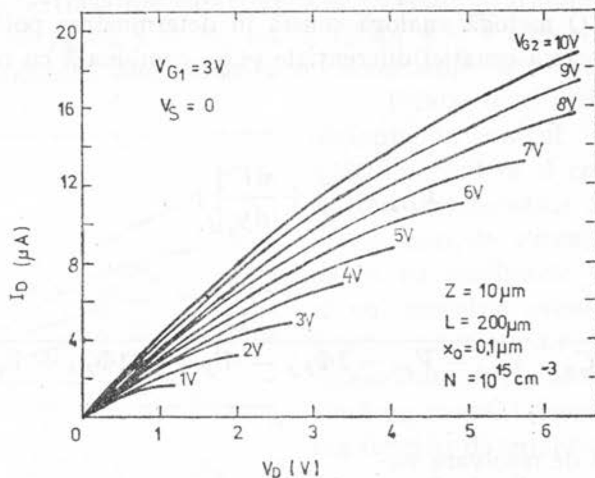


Fig. 4.19. — Caracteristicile statice de ieșire pentru un tranzistor MOS cu poartă neechipotențială.

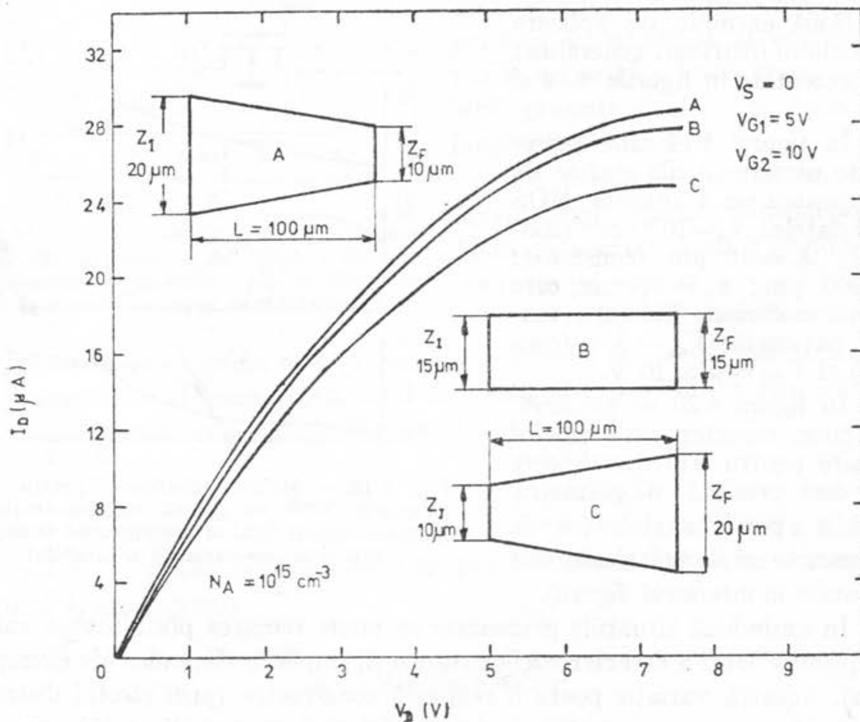


Fig. 4.20. — Caracteristicile statice de ieșire pentru un tranzistor MOS cu geometrie variabilă a porții.

5. MODELAREA TRANZISTOARELOR BIPOLARE

Modelele pentru tranzistoarele bipolare au fost create, în principal, pînă la mijlocul deceniului 1970—1980. Principala linie de evoluţie a modelării în acest domeniu a fost aceea a modelelor utilizate pentru analiza circuitelor integrate. Deşi se bazează pe modelele fizice, modelele pentru analiza de circuit s-au dezvoltat pe linia utilizării de parametri electrici uşor măsurabili. Unii dintre aceşti parametri ajung să nu mai aibă nici un fel de legătură cu realitatea fizică, dar o aproximează satisfăcător; vezi, în acest sens, binecunoscuta tensiune Early care modelează variaţia grosimii bazei în funcţie de tensiunea aplicată pe joncţiunea colectorului.

În acest capitol se prezintă patru modele pentru tranzistoare bipolare. Primele două sînt cunoscute sub denumirile autorilor lor iniţiali, Ebers-Moll şi, respectiv, Gummel-Poon, deşi au fost perfecţionate prin contribuţia unui număr mare de cercetători. Aceste modele satisfac orice preferinţă de precizie timp de calcul în analiza de circuite electronice. Celelalte două modele şi anume modelul de control prin sarcină şi modelul distribuit (Linvill) sînt mai apropiate de modelele fizice. Utilizarea lor este mai restrînsă, domeniul cel mai indicat fiind acela al regimului tranzitoriu în circuite de comutaţie.

Înţelegerea modelelor din acest capitol se bazează pe cunoaşterea, de către cititor, a principalelor fenomene fizice din tranzistoarele bipolare precum şi a soluţiilor constructive pentru aceste componente în cadrul circuitelor integrate. În acest sens se pot consulta lucrările [1—6].

Toate modelele prezentate în acest capitol se referă la tranzistoare *npn* care sînt componentele predominante în circuitele integrate bipolare. Modelele rămîn valabile şi pentru tranzistoare *pnp* dacă se fac schimbările corespunzătoare de sensuri pentru curenţi şi tensiuni.

5.1. Modelul Ebers-Moll pentru regimul de curent continuu

5.1.1. Modelul fundamental

Modelul cel mai simplu care descrie funcţionarea neliniară, în curent continuu, pentru orice regim de funcţionare a unui tranzistor bipolar, a fost descris de Ebers şi Moll în anul 1954 [7]. Acest model este considerat fundamental deoarece constituie punctul de plecare pentru toate perfecţionările aduse acestuia, inclusiv pentru modelul Gummel-Poon.

Modelul Ebers-Moll pune în evidenţă esenţa tranzistorului bipolar şi anume existenţa a două joncţiuni cuplate între ele. Ca urmare, curentul printr-o joncţiune se compune dintr-o componentă proprie, generată de polarizarea acelei joncţiuni şi o componentă provenită prin injecţie de la

joncțiunea vecină. În felul acesta se scriu expresiile pentru curentul continuu de colector (I_C) și de emitor (I_E)(*):

$$I_C = -\alpha_F I_E - I_{CO}[\exp(qV_{BC}/kT) - 1];$$
$$I_E = -\alpha_R I_C - I_{EO}[\exp(qV_{BE}/kT) - 1]. \quad (5.1)$$

Semnificația mărimilor din relațiile de mai sus este:

V_{BE}, V_{BC} — tensiunile continui de polarizare a celor două joncțiuni;
kT/q — tensiunea termică (k este constanta lui Boltzmann, T — temperatura absolută a dispozitivului, q — sarcina elementară);
α_F — factorul de transfer direct, în curent continuu, în conexiunea bază comună, $\alpha_F = -I_C/I_E$ la $V_{BC} = 0$;
α_R — factorul de transfer invers, în curent continuu, în conexiunea bază comună, $\alpha_R = -I_E/I_C$ la $V_{BE} = 0$;
I_{CO} — curentul propriu în polarizare inversă a joncțiunii colector-bază ($-V_{BC} \gg kT/q$) cu emitorul în gol ($I_E = 0$);
I_{EO} — curentul propriu în polarizare inversă a joncțiunii emitor-bază ($-V_{BE} \gg kT/q$) cu colectorul în gol ($I_C = 0$).

Rezolvînd sistemul (5.1) în raport cu I_C și I_E se obține:

$$I_C = \alpha_F \frac{I_{EO}}{1-\alpha_F\alpha_R}\cdot\left[\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1\right] - \frac{I_{CO}}{1-\alpha_F\alpha_R}\cdot\left[\exp\left(\frac{qV_{BC}}{kT}\right) - 1\right];$$
$$(5.2)$$
$$I_E = -\frac{I_{EO}}{1-\alpha_F\alpha_R}\cdot\left[\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1\right] + \alpha_R\cdot\frac{I_{CO}}{1-\alpha_F\alpha_R}\cdot\left[\exp\left(\frac{qV_{BC}}{kT}\right) - 1\right].$$

Făcînd notațiile:

$$I_{ES} = I_{EO}/(1 - \alpha_F\alpha_R); \quad I_{CS} = I_{CO}/(1 - \alpha_F\alpha_R), \quad (5.3)$$

sistemul (5.2) devine:

$$I_C = \alpha_F I_{ES}[\exp(qV_{BE}/kT) - 1] - I_{CS}[\exp(qV_{BC}/kT) - 1];$$
$$I_E = -I_{ES}[\exp(qV_{BE}/kT) - 1] + \alpha_R I_{CS}[\exp(qV_{BC}/kT) - 1]. \quad (5.4)$$

Semnificația noilor mărimi introduse este:

I_{CS} — curentul propriu în polarizare inversă a joncțiunii colector-bază ($-V_{BC} \gg kT/q$) cu joncțiunea emitor-bază scurtcircuitată ($V_{BE} = 0$);
I_{ES} — curentul propriu în polarizare inversă a joncțiunii emitor-bază ($-V_{BE} \gg kT/q$) cu joncțiunea colector-bază scurtcircuitată ($V_{BC} = 0$).

Cei patru parametri ai modelului, α_F, α_R, I_{CS} și I_{ES} nu sînt independenți, între ei existînd relația de reciprocitate:

$$\alpha_F I_{ES} = \alpha_R I_{CS}, \quad (5.5)$$

această relație rezultă atît din modelarea fizică cît și din determinări experimentale [8].

(*) Convenția de semne adoptată pentru curenții de emitor, de bază și de colector îi consideră pozitivi atunci cînd intră în dispozitiv.

Sistemul (5.4) poate fi formal simplificat, făcînd notațiile:

$$I_F = I_{ES}\,[\exp\,(qV_{BE}/kT) - 1];$$
$$I_R = I_{CS}\,[\exp\,(qV_{BC}/kT) - 1]. \qquad (5.6)$$

Semnificația celor doi curenți este:

I_F — curentul de emitor propriu (cu semn schimbat) pentru orice regim de polarizare a joncțiunii emitor-bază, în condiții de scurtcircuit a joncțiunii colector-bază ($V_{BC} = 0$);

I_R — curentul de colector propriu (cu semn schimbat) pentru orice regim de polarizare a joncțiunii colector-bază, în condiții de scurtcircuit a joncțiunii emitor-bază ($V_{BE}=0$).

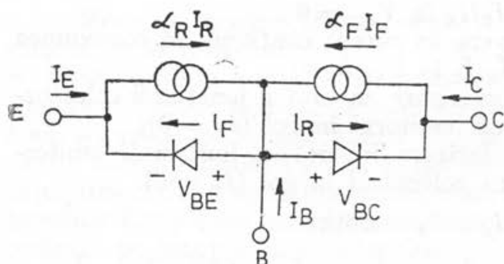


Fig. 5.1. —Modelul Ebers-Moll fundamental — varianta de injecție.

Cu aceste notații, curenții prin tranzistor (incluzînd și curentul de bază, I_B) devin:

$$I_C = \alpha_F I_F - I_R;$$
$$I_E = -I_F + \alpha_R I_R; \qquad (5.7)$$
$$I_B = -I_E - I_C = (1 - \alpha_F)\,I_F + (1 - \alpha_R)\,I_R.$$

Circuitul electric echivalent descrierii tranzistorului prin relațiile (5.7) este prezentat în figura 5.1 și reprezintă modelul Ebers-Moll fundamental în *varianta de injecție*.

Modelul Ebers-Moll fundamental este cunoscut și în varianta de transport; această variantă pleacă tot de la sistemul (5.4) dar consideră drept referință compontele curenților colectați de la joncțiunea vecină (transportați prin bază). Pentru aceasta se definește curentul de saturație al tranzistorului (I_s), conform relației de reciprocitate (5.5)

$$I_S = \alpha_F I_{ES} = \alpha_R I_{CS}, \qquad (5.8)$$

precum și curenții:

$$I_{CC} = I_S\,[\exp\,(qV_{BE}/kT) - 1];$$
$$I_{EC} = I_S\,[\exp\,(qV_{BC}/kT) - 1]. \qquad (5.9)$$

Semnificația acestor curenți este:

I_{CC} — curentul de colector pentru scurtcircuit al joncțiunii colector-bază sau, altfel interpretat, componenta curentului de emitor care trece în colector, pentru $V_{BC} = 0$;

I_{EC} — curentul de emitor pentru scurtcircuit al joncțiunii emitor-bază sau componenta curentului de colector care trece în emitor, pentru $V_{BE} = 0$.

Cu aceste notații, sistemul (5.4), completat cu ecuația curentului de bază, devine:

$$I_C = I_{CC} - (1/\alpha_R) I_{EC};$$
$$I_E = -(1/\alpha_F) I_{CC} + I_{EC}. \qquad (5.10)$$
$$I_B = (1/\alpha_F - 1)\cdot I_{CC} + (1/\alpha_R - 1) I_{EC},$$

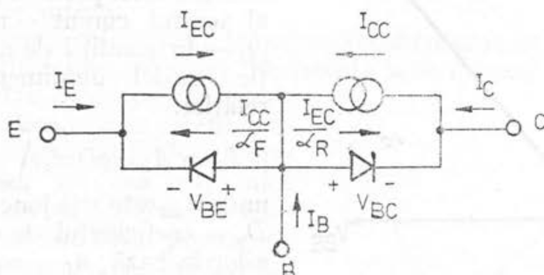


Fig. 5.2. – Modelul Ebers-Moll fundamental – varianta de transport cu două generatoare de curent.

ceea ce reprezintă *varianta de transport* a modelului Ebers-Moll fundamental. Schema electrică corespunzătoare este prezentată în figura 5.2. Această schemă cu două generatoare de curent poate fi transformată într-o schemă în π cu un singur generator de curent (I_{CT}) dat de

$$I_{CT} = I_{CC} - I_{EC} = I_S\{[\exp(qV_{BE}/kT) - 1] - [\exp(qV_{BC}/kT) - 1]\}. \qquad (5.11)$$

Făcînd notațiile:

$$\beta_F = \alpha_F/(1 - \alpha_F); \quad \beta_R = \alpha_R/(1 - \alpha_R), \qquad (5.12)$$

sistemul (5.10) devine:

$$I_C = I_{CT} - (1/\beta_R)\cdot I_{EC};$$
$$I_E = -I_{CT} - (1/\beta_F)\cdot I_{CC}; \qquad (5.13)$$
$$I_B = (1/\beta_F)\cdot I_{CC} + (1/\beta_R) I_{EC},$$

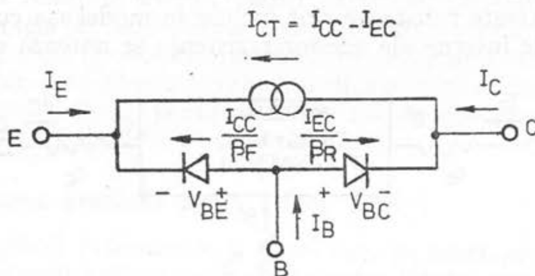


Fig. 5.3. – Modelul Ebers-Moll fundamental – varianta de transport cu un singur generator de curent (model în π).

ceea ce reprezintă forma în π a variantei de transport (vezi figura 5.3). Semnificația mărimilor β_F și β_R este (conform cu relațiile (5.9), (5.11) și (5.13):

β_F – factorul de transfer direct, în curent continuu $\beta_F = I_C/I_B$, la $V_{CB}=0$;

β_R – factorul de transfer invers, în curent continuu, $\beta_R = I_E/I_B$, la $V_{EB} = 0$.

Se observă că parametrul central al modelului referitor la curenţi, este curentul de saturaţie al tranzistorului I_S. Acesta poate fi determinat experimental prin intersecţia extrapolării liniare a dependenţei lg $I_C - V_{BE}$ pentru $V_{IC} = 0$ cu axa curentului, conform figurii 5.4 [6].

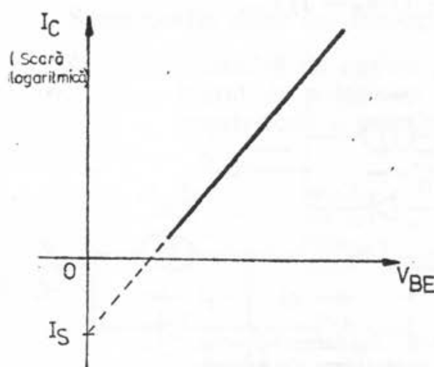


Fig. 5.4. — Determinarea curentului I_S din dependenţa lg $I_C - V_{BE}$ pentru $V_{BC} = 0$.

Modelarea fizică a fenomenelor din tranzistor permite şi calculul analitic al acestui curent — modelul Moll-Ros [9] — în condiţii de nivel mic de injecţie, model unidimensional, conform relaţiei:

$$I_S = A_{JE} \cdot qD_n n_i^2 / \int_{\text{bază}} N_A(x)\mathrm{d}x, \quad (5.14)$$

unde A_{JE} este aria joncţiunii emitorului; D_n — coeficientul de difuzie al electronilor în bază; n_i — concentraţia intrinsecă de purtători; $N_A(x)$ — distribuţia de impurităţi (acceptoare) în bază.

Fără îndoială, simplitatea modelului este evidentă: cu numai trei parametri (α_f, I_{CS}, I_{ES} sau I_S, β_F, β_R), uşor măsurabili, se descrie funcţionarea tranzistorului în orice regim de polarizare.

Simplitatea este însă formată din cel puţin două puncte de vedere:

a) parametrii modelului nu sînt constanţi;

b) modelul nu ia în consideraţie anumite fenomene (vezi paragrafele 5.1.2 ... 5.1.6) care îl face să fie relativ imprecis.

Modelul rămîne util pentru estimări *rapide*, în special în calcule manuale; în plus, el este punctul de plecare pentru modelele evoluate.

5.1.2. **Rezistenţele serie**

Rezistenţele serie ale tranzistorului modelează căderile de tensiune pe regiunile cvasineutre de colector, emitor şi bază; ele se notează r_c, r_e, respectiv r_b [2, 5]. Aceste rezistenţe sînt incluse în model aşa cum rezultă din figura 5.5. Nodurile interne ale acestor rezistenţe se notează cu C', E' şi B'.

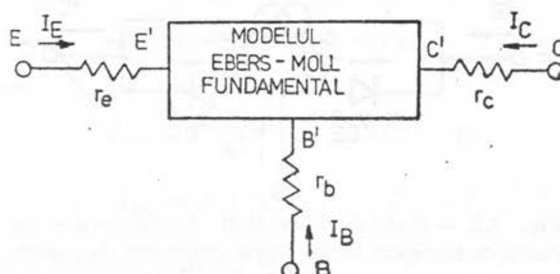


Fig. 5.5. — Completarea modelului Ebers-Moll fundamental cu efectul rezistenţelor serie.

Între aceste puncte se poate accepta oricare dintre descrierile făcute în paragraful 5.1.1. Luînd ca exemplu modelul în π al variantei de transport, sistemul (5.13) are următoarea definire a dependenţei curenţilor I_{CT}, I_{CC} şi I_{CE} de tensiunile aplicate la terminalele tranzistorului:

$$I_{CT} = I_{CC} - I_{EC} = I_S[\exp(qV_{B'E'}/kT) - 1] - I_S[\exp(qV_{B'C'}/kT) - 1]; \quad (5.15)$$

$$V_{BE} = V_{B'E'} + r_b I_B - r_e I_E{}^{(*)}; \qquad (5.16)$$

$$V_{BC} = V_{B'C'} + r_b I_B - r_c I_C. \qquad (5.17)$$

Aşa cum rezultă din relaţiile (5.16) şi (5.17), căderile de tensiune interne $V_{B'E'}$ şi $V_{B'C'}$, sînt mai mici decît tensiunile aplicate V_{BE}, respectiv V_{BC}. Adesea, descrierea tranzistorului între punctele E', B' şi C' este cunoscută sub denumirea de tranzistor intern.

Rezistenţa serie a colectorului (r_c) aduce o contribuţie importantă pentru regimul de saturaţie a tranzistorului. Rezistenţa serie a bazei (r_b) este cel mai important parametru deoarece contribuie esenţial atît la funcţionarea în curent continuu cît şi în regim variabil. Rezistenţa serie de emitor (r_e) are cea mai mică valoare datorită dopării puternice a emitorului; valoarea ei este dată, practic, de rezistenţa de contactare a emitorului. Deşi valoarea acestei rezistenţe este mică nu se poate neglija căderea de tensiune pe ea deoarece este parcursă de un curent mare (I_E). Această afirmaţie are în vedere comparaţia cu rezistenţa serie de bază care este parcursă de curentul I_B. Efectul global al celor două rezistenţe este prezentat în figura 5.6 şi se referă la caracteristica de transfer $I_C - V_{BE}$ şi de intrare $I_B - V_{BE}$, pentru $V_{BC} = 0$. Se constată o creştere a tensiunilor la bornele tranzistorului faţă de valorile indicate în modelul fundamental. Discuţia privind efectul rezistenţelor serie este reluată în paragraful 5.1.5 unde se ţine seama de modificări ale funcţionării tranzistorului intern la nivele mari de injecţie.

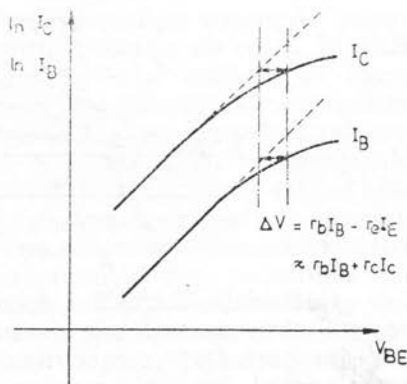


Fig. 5.6. — Efectul rezistenţelor serie asupra caracteristicilor de transfer $I_C - V_{BE}$ şi de intrare $I_B - V_{BE}$ la $V_{BC} = 0$.

Cea mai simplă modelare a rezistenţelor serie prevede valori constante pentru acestea. În realitate ele au valori variabile, dependente de valorile curenţilor prin efectele de modulare a conductivităţii regiunilor neutre şi de autoaglomerare [6, 10, 11]. Aceste considerente determină dificultăţi în efectuarea măsurătorilor şi în alegerea valorii utilizate pentu model. Modele mai evoluate (vezi Gummel-Poon, paragraful 5.3) stabilesc o dependenţă a rezistenţei de bază de punctul static de funcţionare.

5.1.3. Modularea grosimii bazei (efect Early)

Grosimea regiunii cvasineutre a bazei sau, pe scurt, grosimea bazei este dependentă de tensiunile aplicate prin modificarea lăţimii regiunilor de sarcină spaţială a celor două joncţiuni. Efectul de modulare a grosimii bazei este, deci, bilateral şi se studiază în două situaţii:

— modificarea grosimii bazei datorită tensiunii V_{BC}, pentru V_{BE}=const.(**), cunoscută sub denumirea de efect Early [12] şi

— modificarea grosimii bazei datorită tensiunii V_{BE}, pentru V_{BC} = const., cunoscută sub denumirea simbolică efect Late.

(*) A nu se uita că într-un tranzistor *npn* semnul curentului I_E în regiunea activă normală este negativ.

(**) În cazul în care se ţine seamă şi de rezistenţele serie, tensiunile V_{BC} şi V_{BE} trec în $V_{B'C'}$, şi $V_{B'E'}$.

Modelul Ebers-Moll se ocupă numai de efectul Early avînd în vedere utilitatea acestuia pentru studiul regimului activ normal. *Efectul Early, apreciat ca un efect de ordinul doi, nu introduce componente suplimentare în schemele electrice echivalente din modelul Ebers-Moll fundamental* (vezi figurile 5.2 și 5.3 sau 5.5), *dar stabilește o dependență a parametrilor I_S și β_F de tensiunea V_{BC}*. În paragraful 5.2.4 se discută influența efectului Early și asupra unor parametri dinamici.

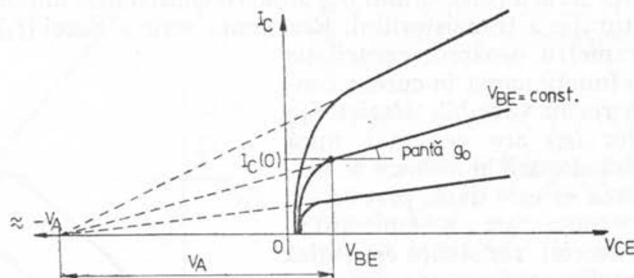


Fig. 5.7. — Efectul modulării grosimii bazei (Early) asupra caracteristicilor statice în regimul activ normal.

Consecința esențială a efectului Early asupra caracteristicilor statice în regimul activ normal este conductanța de ieșire nenulă ($g_0 \neq 0$). În figura 5.7 sînt prezentate caracteristicile $I_C - V_{CE}$ pentru V_{BE} = const. în regimul activ normal. Modelul presupune o dependență curent (I_C) — tensiune (V_{CE}) liniară, iar extrapolările caracteristicilor se consideră convergente într-un punct pe axa tensiunii. Aceste aproximări au ca punct de plecare o dependență liniară a grosimii bazei de tensiunea aplicată joncțiunii colector-bază, $W(V_{BC})$

$$W(V_{BC}) = W(0)\,(1 + V_{BC}/V_A), \tag{5.18}$$

unde $W(O)$ este grosimea bazei la $V_{BC} = 0$ (limita de separare dintre regimul de saturație și regimul activ normal), iar V_A — parametrul de model numit tensiunea Early; valorile uzuale sînt 40 . . . 50 V.

Modelele fizice nu prevăd o dependență $W - V_{BC}$ liniară [1, 2, 13], dar avînd în vedere dependența slabă (efect de ordinul doi), o aproximare liniară este satisfăcătoare. Atunci, conform cu (5.18), pentru o dependență dată $W(V_{BC})$, tensiunea Early se definește prin

$$V_A = \left[\frac{1}{W(0)} \cdot \frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}V_{BC}}\bigg|_{V_{BC}=0}\right]^{-1}. \tag{5.19}$$

Cunoscînd dependența invers proporțională a curentului I_S și a factorului β_F de grosimea bazei [13, 14], rezultă:

$$I_S(V_{BC}) = I_S(0)\,/\,(1 + V_{BC}/V_A) \approx I_S(0)\cdot(1 - V_{BC}/V_A); \tag{5.20}$$

$$\beta_F(V_{BC}) = \beta_F(0)\,/\,(1 + V_{BC}/V_A) \approx \beta_F(0)\cdot(1 - V_{BC}/V_A), \tag{5.21}$$

unde cu $I_S(0)$ și $\beta_F(0)$ s-au notat valorile parametrilor I_S și β_F pentru $V_{BC} = 0$. Aproximările făcute în relațiile (5.20) și (5.21) sînt justificate de inegalitatea $V_{BC} \ll V_A$ și sînt utile în scrierea programelor pentru calculator pentru a preveni împărțiri accidentale prin zero.

Relațiile (5.20) și (5.21) reprezintă modificarea modelului Ebers-Moll fundamental ((5.11) și (5.13)) pentru a îngloba efectul Early. Pe baza acestora se poate da și metoda de determinare a tensiunii V_A din caracteristicile sta-

tice $I_C - V_{CE}$, ilustrată în figura 5.7. Ţinînd seama de relaţiile (5.11), (5.13), şi (5.20), în care se înlocuieşte $V_{BC} = 0$, conductanţa de ieşire g_0 rezultă:

$$g_0 = \left.\frac{\mathrm{d}I_C}{\mathrm{d}V_{CE}}\right|_{V_{BE}=\text{const.}} = -\left.\frac{\mathrm{d}I_C}{\mathrm{d}V_{BC}}\right|_{V_{BE}=\text{const.}} = \frac{I_C(0)}{V_A}, \tag{5.22}$$

unde $I_C(0)$ este valoarea curentului de colector pentru $V_{BC} = 0$, adică $V_{CE} = V_{BE}$. Relaţia (5.22) justifică şi presupunerea convergenţei extrapolărilor $I_C - V_{CE}$, din regimul activ normal, la o tensiune $V_{CE} = -V_A + V_{BE} \approx -V_A$, aşa cum rezultă din figura 5.7.

5.1.4. Recombinarea în regiunile de sarcină spaţială

Modelul Ebers-Moll fundamental a presupus valori constante pentru parametriii β_F şi β_R în raport cu nivelul curenţilor, mai precis cu I_C. În realitate, o dependenţă tipică $\beta_F - I_C$ (similar pentru $\beta_R - I_E$) arată ca în figura 5.8. Se observă o scădere a lui β_F la curenţi mici şi la curenţi mari. În modelul Ebers-Moll fundamental, pentru β_F se ia valoarea β_{FM} care reprezintă valoarea maximă (sau, de palier, dacă acesta există). Scăderea lui β_F la curenţi mici se datoreşte recombinării purtătorilor de sarcină în regiunea de sarcină spaţială a joncţiunii emitor-bază, iar scăderea lui β_F la curenţi mari se datoreşte efectelor la nivel mare de injecţie. Aceleaşi fenomene sînt responsabile pentru scăderea lui β_R numai că se schimbă rolul joncţiunilor (deci, recombinare în regiunea de sarcină spaţială a joncţiunii colector-bază). Modelul Ebers-Moll tratează separat efectele la curenţi mici de efectele la curenţi mari. Ca urmare, efectele la nivel mare de injecţie vor fi tratate în paragraful următor.

Aşa cum s-a specificat, în regiunea de palier a lui β_F (sau, dacă aceasta nu există, în regiunea de maxim) este suficientă modelarea fundamentală; conform cu (5.11), (5.13), (5.20) şi (5.21), pentru $V_{BC} = 0$ şi $\beta_F = \beta_{FM}$ rezultă:

$$I_C = I_S(0)\,[\exp(qV_{BE}/kT) - 1]; \tag{5.23}$$

$$I_B = [I_S(0)/\beta_{FM}(0)]\cdot[\exp(qV_{BE}/kT) - 1]. \tag{5.24}$$

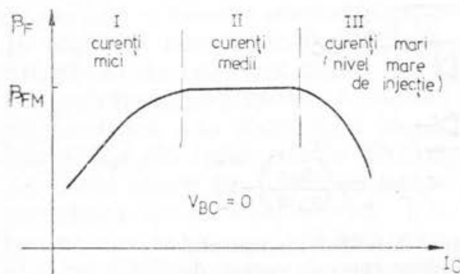


Fig. 5.8. — Dependenţă tipică a factorului de transfer în curent β_F de curentul de colector I_C.

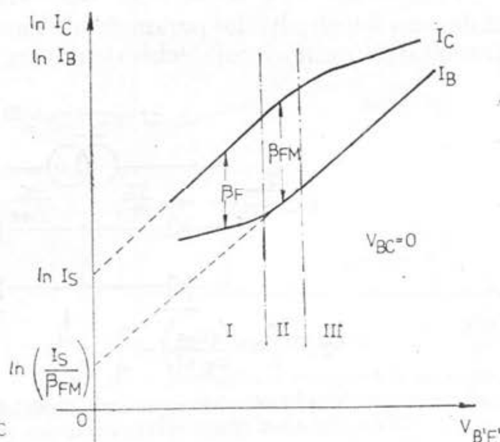


Fig. 5.9. — Dependenţa reală (calitativ) a curenţilor I_C şi I_B în funcţie de tensiunea V_{BE} la $V_{BC} = 0$.

Modelarea dependenţei de curent a factorului β_F nu urmăreşte aproximarea matematică a curbei din figura 5.8, ci se ocupă cu descrierea cît mai exactă a expresiilor curenţilor I_C şi I_B. În figura 5.9 se prezintă calitativ varia-

ţia reală a curenţilor I_C şi I_B (scară logaritmică) în funcţie de tensiunea V_{BE}, adică caracteristica de transfer şi, respectiv, de intrare. Utilizarea scării logaritmice pentru axa curentului permite citirea directă a lui β_F (mai precis, $\ln \beta_F$) prin diferenţa, măsurată pe verticală, dintre cei doi curenţi. Dacă se ţine seama de rezistenţele seriei, atunci pe axa tensiunii se va citi $V_{B'E'}$, iar condiţia de măsură este $V_{B'C'} = 0$. Oricum, corecţia la curenţi mici nu este semnificativă.

Aşa cum rezultă din figura 5.9, pentru curenţi mici dependenţa $I_C - V_{BE}$ rămîne de forma relaţiei (5.23), dar curentul de bază prezintă o componentă suplimentară. Modelele fizice indică natura acestui supliment prin curenţii de recombinare în regiunea de sarcină spaţială a joncţiunii emitor-bază (în volum şi la suprafaţă) [15] şi prin curenţii în canale care se formează la aceeaşi joncţiune [16]. Aceşti curenţi depind tot exponenţial de tensiunea V_{BE} dar cu alţi exponenţi, după cum urmează:

I_B(recombinare) $\sim \exp(qV_{BE}/2kT) - 1$;
I_B(canal) $\sim \exp(qV_{BE}/4kT) - 1$.

O aproximare matematică suficient de corectă a curentului de bază la curenţi mici şi $V_{BC} = 0$ este:

$$I_B = [I_S(0)/\beta_{FM}(0)] \cdot [\exp(qV_{BE}/kT) - 1] + C_2 I_S(0) \cdot [\exp(qV_{BE}/n_{EL}kT) - 1], \quad (5.25)$$

unde componenta suplimentară a curentului este modelată prin doi parametri, C_2 şi n_{EL}. Coeficientul n_{EL} poate avea valori între 1 şi 4, dar valoarea 2 este cea mai întîlnită.

Descrierea regimului invers la nivele mici de curent se face similar. Ca urmare, expresia generală a curentului de bază în regiunea curenţilor mici, pentru orice tensiune V_{BE} sau V_{BC} este:

$$I_B = (I_S(0)/\beta_{FM}(0)) \cdot [\exp(qV_{BE}/kT) - 1] + C_2 I_S(0) \cdot [\exp(qV_{BE}/n_{EL}kT) - 1] + \\ + (I_S(0)/\beta_{RM}) \cdot [\exp(qV_{BC}/kT) - 1] + C_4 I_S(0) \cdot [\exp(qV_{BC}/n_{CL}kT) - 1], \quad (5.26)$$

unde s-au folosit alţi doi parametri de model, C_4 şi n_{CL}. Expresia (5.26) permite dezvoltarea unui circuit echivalent nou, prezentat în figura 5.10. Determi-

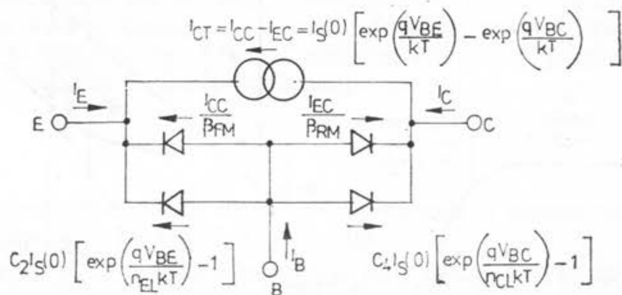


Fig. 5.10. — Completarea modelului Ebers-Moll fundamental cu două diode corespunzătoare suplimentului de curent de bază la nivele mici de injecţie.

narea parametrilor suplimentari de model: C_2, C_4, n_{EL} şi n_{CL} se va prezenta în paragraful următor. În figura 5.10, pentru curentul de saturaţie al tranzistorului s-a considerat valoarea $I_S(0)$, adică pentru $V_{BC} = 0$; dacă se doreşte şi modelarea efectului Early, atunci se va înlocui cu $I_S(V_{BC})$ dat de relaţia (5.20).

5.1.5. Efecte la nivel mare de injecţie

Fenomenul fizic specific nivelului mare de injecţie este creşterea semnificativă a concentraţiei de purtători majoritari în bază. Aşa cum rezultă din figura 5.9 curentul de bază are aceeaşi dependenţă ca în regiunea curenţilor medii (relaţia (5.24)), dar curentul de colector se modifică, micşorîndu-şi panta. Influenţa creşterii concentraţiei de purtători majoritari în bază asupra curentului de colector a fost determinată de Webster [17] care a găsit o dependenţă $I_C - V_{BE}$ la nivel mare de injecţie sub forma

$$I_C \sim \exp(qV_{BE}/2kT). \tag{5.27}$$

Încorporarea acestui rezultat în modelul fundamental s-a făcut prin modificarea relaţiei (5.23) [18]

$$I_C = \frac{I_S(0)}{1 + \theta \exp(qV_{BE}/2kT)} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1\right], \quad (V_{BC} = 0), \tag{5.28}$$

unde θ reprezintă un parametru suplimentar de model. Pentru curenţi medii de colector (V_{BE} mic), relaţia (5.28) tinde la relaţia (5.23) a modelului fundamental. La nivel mare de injecţie, mai precis pentru

$$\theta \cdot \exp(qV_{BE}/2kT) \gg 1, \tag{5.29}$$

relaţia (5.28) tinde către dependenţa descrisă de (5.27) şi anume

$$I_C \approx (I_s(0)/\theta) \cdot \exp(qV_{BE}/2kT). \tag{5.30}$$

În încheierea discuţiei privind dependenţa lui β_F de curent se prezintă o modalitate simplă de determinare a celor 3 parametri: C_2, n_{EL} şi θ care descriu regimul activ normal. În figura 5.11 se prezintă dependenţa completă a curenţilor I_C şi I_B în scară logaritmică de tensiunea bază-emitor normată qV_{BE}/kT. În regiunea curenţilor medii amîndouă curbele au panta unitară, conform relaţiilor (5.23) şi (5.24). Factorul de transfer β_F are aici o valoare constantă, β_{FM}. În regiunea curenţilor mici, curba curentului de bază are panta $1/n_{EL}$, iar extrapolarea liniară a curbei intersectează axa curentului la valoarea $C_2I_S(0)$ (vezi relaţia (5.25)). La nivel mare de injecţie, panta curentului de colector devine 1/2, iar intersecţia extrapolării liniare cu axa curentului se face la valoarea $I_S(0)/\theta$ (vezi relaţia (5.30)). Pentru determinarea parametrilor C_4 şi n_{CL} se procedează la fel dacă se dispune de dependenţele I_E şi I_B în funcţie de V_{BC}, pentru $V_{BE} = 0$. De remarcat că modelarea nivelului mare de injecţie în regimul activ invers nu prezintă interes(*).

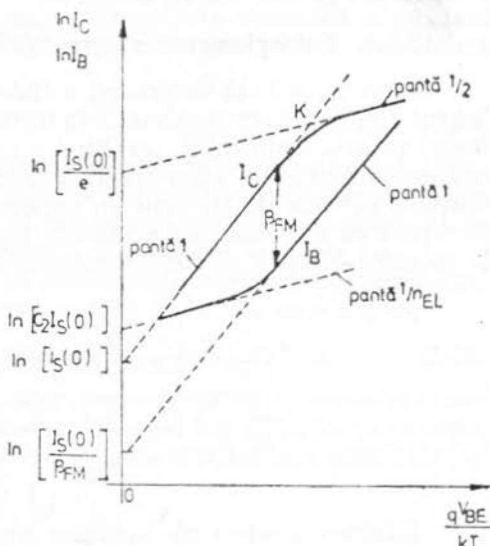


Fig. 5.11. — Dependenţa completă a curenţilor I_C şi I_B (scară logaritmică) de tensiunea bază emitor normată, qV_{BE}/kT.

(*) Unele tranzistoare nu prezintă zonă de curenţi medii (zonă de palier al lui β_F), ceea ce face imprecisă modelarea separată a zonei de curenţi mici şi a zonei de nivel mare de injecţie.

Determinarea parametrului θ prin metoda descrisă mai sus poate fi însoţită de erori apreciabile datorită rezistenţelor serie, a căror influenţă este mai importantă tocmai la nivele mari de curent (vezi paragraful 5.1.2). Problema se poate enunţa şi reciproc, în sensul dificultăţii determinării rezistenţelor r_b şi r_e în condiţiile de nivel mare de injecţie. Procedura simplă, indicată în figura 5.6, trebuie atunci înlocuită cu cea descrisă în figura 5.12. O precauţie suplimentară trebuie luată în legătură cu menţinerea constantă a temperaturii structurii în timpul măsurătorilor [6].

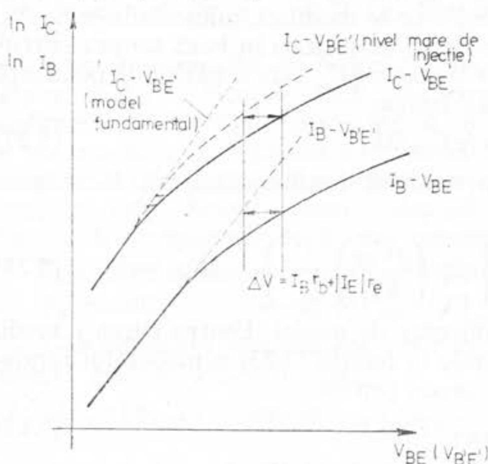


Fig. 5.12. — Influenţa rezistenţelor serie r_b şi r_e asupra dependenţei curenţilor I_C şi I_B de tensiunea V_{BE} la nivel mare de injecţie.

Fenomenele la nivele mari de injecţie, descrise pînă aici, afectează numai o joncţiune, de exemplu joncţiunea emitor-bază pentru regimul activ normal. O altă categorie de efecte se referă la cealaltă joncţiune, joncţiunea colector-bază. Acţiunea lor se pune în evidenţă global prin lărgirea bazei; creşterea grosimii bazei la nivele mari de injecţie determină modificări, în special, a parametrilor dinamici şi, de aceea, se va trata la paragrafele 5.2.4 şi 5.3.5.

5.1.6. Autoaglomerarea curentului

Curentul de bază determină o cădere de tensiune în direcţie laterală de-a lungul joncţiunii emitor-bază. Ca urmare, curentul de emitor se distribuie inegal pe aria emitorului, rezultînd o creştere a densităţii de curent la marginea emitorului [13]. Acest fenomen este denumit autoaglomerarea curentului. Întrucît căderea de tensiune în regiunea bazei de sub emitor este neliniară în raport cu mărimea curentului I_B, fenomenul se modelează prin adăugarea la modelul Ebers-Moll fundamental a unei diode suplimentare pe terminalul

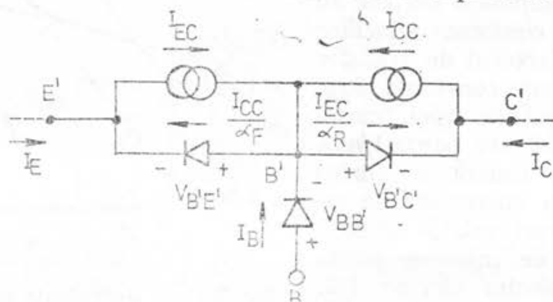


Fig. 5.13. — Modelul Ebers-Moll fundamental cu o diodă suplimentară în circuitul de bază penru a modela autoaglomerarea curentului.

de bază conform figurii 5.13 [19]. Dependenţa curent-tensiune pentru această diodă este de forma

$$I_B = I_{B0} \cdot [\exp (qV_{BB'}/kT) - 1], \qquad (5.31)$$

unde I_{B0} are expresia [20]:

$$I_{B0} = (4kT/q) \cdot (2\pi W/\rho_B). \qquad (5.32$$

Relația (5.32) se referă la o joncțiune emitor-bază cilindrică, ρ_B fiind rezistivitatea regiunii neutre a bazei. Modelul prezentat în figura 5.13 este cunoscut sub denumirea de model IBIS.

5.1.7. Dependența de temperatură a parametrilor modelului de curent continuu

Parametrul fundamental al modelului Ebers-Moll, I_S, are o dependență puternică de temperatură, în special prin termenul n_i; vezi relația (5.14). Concentrația intrinsecă de purtători depinde de temperatura T, printr-o relație de forma

$$n_i \sim T^{3/2} \exp(-E_G/2kT), \tag{5.33}$$

unde E_G este lățimea benzii interzise a semiconductorului. Variația cu temperatura a parametrilor de model se exprimă în raport cu mărimile acestor parametri măsurate la o temperatură de referință, nominală, T_{nom}; astfel, pentru curentul de saturație, ținînd seama de (5.14) și (5.33) rezultă

$$I_S(T) = I_S(T_{\text{nom}}) \cdot (T/T_{\text{nom}})^3 \cdot \exp[-(E_G/k) \cdot (1/T - 1/T_{\text{nom}})]. \tag{5.34}$$

Într-o analiză de prim ordin a dependenței de temperatură, expresia (5.34) pentru I_S este suficientă, ceilalți parametri de model avînd variații mult mai mici. Pentru analize aprofundate se ține seamă de un efect de ordinul doi privind dependența de temperatură. Acest efect reprezintă dependența de temperatură a grosimii bazei și afectează toți parametrii care depind de ea, atît în regim static cît și dinamic. Dependența cumulată a grosimii bazei, atît de tensiunea V_{BC} (efect Early), cît și de temperatură [21], este dată de

$$W(V_{BC}, T)/W(0, T) = 1 + V_{BC}/V_A + (\Phi_C/V_A)(T - T_{\text{nom}})(\gamma_T^{\varepsilon} - \gamma_T^{\Phi_C}), \tag{5.35}$$

unde Φ_C este bariera de potențial (diferența internă de potențial) a joncțiunii colector-bază; γ_T^{ε} — coeficientul de variație (senzitivitate) al constantei dielectrice cu temperatura (tipic, 200 ppm/°C la siliciu) și $\gamma_T^{\Phi_C}$ — coeficientul de temperatură al barierei de potențial Φ_C.

În cazul unei joncțiuni abruptă, cu concentrații constante de impurități în cele două regiuni, coeficientul de temperatură al lui Φ_C este dat de

$$\gamma_T^{\Phi_C} = 1/T_{\text{nom}} - (kT_{\text{nom}}/q\Phi_C) \cdot (3/T_{\text{nom}} + E_G/kT_{\text{nom}}^2). \tag{5.36}$$

Pentru parametrii de model, a căror dependență de temperatură este mai dificil de corelat cu fenomenele fizice, se acceptă legi empirice de variație, rezultînd din dezvoltarea în serie de puteri, în jurul temperaturii nominale [6].

5.2. Modelul Ebers-Moll pentru regimul de curent variabil

Modelele descrise pînă aici pot fi folosite și în cazul unor semnale lent variabile, astfel încît răspunsul tranzitorului să fie considerat ca o succesiune de stări de curent continuu. Această ipoteză definește regimul cvasistaționar și este utilă în special pentru definirea de modele liniarizate, în condiții de semnal mic (vezi paragraful 5.2.5).

În realitate, tranzistorul prezintă o funcționare dependentă de frecvență, ceea ce obligă la introducerea unor elemente suplimentare de model. Aceste elemente se introduc peste modelul stabilit în curent continuu, care rămîne

neschimbat. În plus, valorile elementelor suplimentare ale modelului se calculează, de regulă, în funcție de valorile de curent continuu ale tensiunilor sau curenților.

Din punct de vedere al notațiilor pentru tensiunile și curenții variabili în timp se folosesc litere mici, de exemplu i_C, v_{BE} etc.

Modelul Ebers-Moll se poate completa pentru a descrie regimul variabil în două moduri. Primul, se referă la exprimarea dependenței de frecvență (sau timp) a generatoarelor de curent din modelul fundamental. Această metodă are avantajul simplității dar, nefiind suficient legată de fenomenele fizice, nu oferă precizie. A doua metodă modelează sarcinile purtătorilor mobili prin intermediul capacităților tranzistorului, putînd oferi descrieri mult mai corecte a regimului variabil.

5.2.1. Dependența de frecvență a factorilor de transfer în curent

Metoda descrisă în această secțiune are prioritate în decursul timpului [7, 22]. Regimul variabil este luat în considerare prin exprimarea dependentă de frecvență a factorilor de transfer în curent α_F, α_R și β_F, β_R din modelul Ebers-Moll fundamental (paragraful 5.1.1 și figurile 5.1, 5.2 și 5.3). Pentru aceasta se definesc patru parametri de model, ușor măsurabili. Aceștia sînt ω_{α_F}, ω_{α_R}, ω_{β_F} și ω_{β_R} definiți ca frecvențele (pulsațiile) la care modulul factorilor de transfer corespunzători scad cu 3 dB față de valorile de la frecvențe joase, valori notate cu α_{F_0}, α_{R_0}, β_{F_0} și β_{R_0}. Ca urmare, dependența de frecvență a celor patru factori de transfer este:

$$\alpha_F = \alpha_{F_0}/(1 + s/\omega_{\alpha_F}); \tag{5.37}$$

$$\alpha_R = \alpha_{R_0}/(1 + s/\omega_{\alpha_R}); \tag{5.38}$$

$$\beta_F = \beta_{F_0}/(1 + s/\omega_{\beta_F}); \tag{5.39}$$

$$\beta_R = \beta_{R_0}/(1 + s/\omega_{\beta_R}), \tag{5.40}$$

unde s este $j\omega$ sau operatorul de derivare în raport cu timpul. Cele patru frecvențe caracteristice nu sînt independente. Rescriind relațiile (5.12) și pentru mărimile factorilor de transfer de joasă frecvență:

$$\beta_{F_0} = \alpha_{F_0}/(1 - \alpha_{F_0}), \quad \beta_{R_0} = \alpha_{R_0}/(1 - \alpha_{R_0}), \tag{5.41}$$

se obține

$$\omega_{\beta_F} = \omega_{\alpha_F}/(1 + \beta_{F_0}), \quad \omega_{\beta_R} = \omega_{\alpha_R}/(1 + \beta_{R_0}). \tag{5.42}$$

Descrierile din relațiile (5.37) ... (5.40) care folosesc un sigur pol pentru dependența de frecvență nu sînt întotdeauna satisfăcătoare. De exemplu, unghiurile de fază nu pot depăși 90°. O aproximare mai bună se poate obține folosind următoarele relații pentru dependența de frecvență a factorilor α_F și β_F [23]:

$$\alpha_F = \alpha_{F_0}/(1 + s\tau_1) \cdot (1 + s\tau_2), \tag{5.43}$$

$$\beta_F = \beta_{F_0} \Bigg/ \left(1 + \frac{\tau_1 + \tau_2}{1 - \alpha_{F_0}} s + \frac{\tau_1 \tau_2}{1 - \alpha_{F_0}} s^2\right), \tag{5.44}$$

unde τ_1 și τ_2 reprezintă cei doi poli ai dependenței de frecvență $\alpha_F - \omega$. O astfel de exprimare a dependenței de frecvență permite descrierea de unghiuri de fază pînă la 180°.

O descriere avansată a comportării în frecvență a factorilor de transfer în curent poate folosi mai mulți poli și zerouri [24], dar crește complexitatea modelului precum și numărul de parametri care trebuie determinați.

5.2.2. Efectul sarcinilor stocate

Modelarea sarcinilor stocate în tranzistorul bipolar reprezintă calea cea mai corectă de descriere a funcționării în regim dinamic. În acest scop, modelul de curent continuu se completează cu trei tipuri de capacități: două capacități de tranziție (numite, adesea, capacități de barieră) C_{TE} și C_{TC}, două capacități de difuzie, C_{DE} și C_{DC} și o capacitate de substrat, C_{CS} (numai pentru tranzistoarele din circuite integrate). Schema completă a modelului este prezentată în figura 5.14. Pentru modelul de curent continuu s-a folosit varianta fundamentală completată cu rezistențele serie; omiterea acestor rezistențe introduce erori mari în analiza de regim variabil. Orice altă perfecționare a modelului de curent continuu în sensul celor discutate în paragraful 5.1 poate fi introdusă în model. În continuare se va analiza pe rînd fiecare din cele trei tipuri de capacități.

A. **Capacitățile de tranziție (barieră).** Aceste capacități descriu modificarea sarcinilor fixe (ale ionilor de impurități) din regiunile de tranziție (de sarcină spațială) ale celor două joncțiuni în raport cu variațiile tensiunilor corespunzătoare pe joncțiuni. *Fiecare din cele două capacități, C_{TE} și C_{TC} sînt funcții neliniare de valorile continue ale tensiunilor aplicate efectiv pe joncțiuni, $V_{B'E'}$, respectiv $V_{B'C'}$.* O analiză simplă a celor două capacități, *în ipoteza de golire*, determină următoarele expresii pentru cele două capacități:

$$C_{TE}(V_{B'E'}) = C_{TEO} / (1 - V_{B'E'}/\Phi_E)^{m_E}; \tag{5.45}$$

$$C_{TC}(V_{B'C'}) = C_{TCO} / (1 - V_{B'C'}/\Phi_C)^{m_C}, \tag{5.46}$$

unde C_{TEO} este valoarea capacității de tranziție a joncțiunii emitor-bază la tensiunea $V_{B'E'} = 0$; C_{TCO} — valoarea capacității de tranziție a joncțiunii colector-bază la tensiunea $V_{B'C'} = 0$; Φ_E — diferența internă de potențial a joncțiunii emitor-bază; Φ_C — diferența internă de potențial a joncțiunii colector-bază; m_E, m_C — factori numerici depinzînd de profilul distribuției de impurități la cele două joncțiuni.

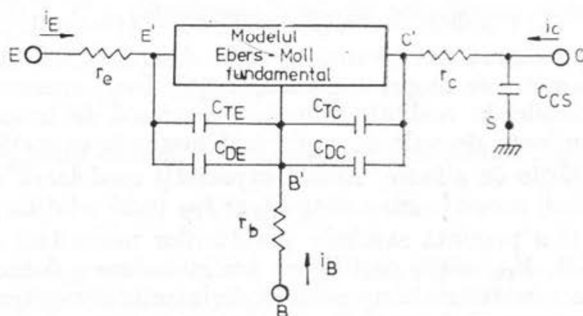


Fig. 5.14. — Modelul Ebers-Moll pentru regim variabil care pune în evidență capacitățile tranzistorului.

Pentru joncțiuni abrupte care au concentrații constante de impurități în cele două regiuni coeficientul m are valoarea 1/2, iar pentru joncțiuni liniar gradate m are valoarea 1/3 [1, 2, 5]. În practică, expresiile (5.45) și (5.46)

pentru dependența capacitate-tensiune se păstrează pentru orice profil al concentrației de impurități. Pentru a se depăși limitele aproximației de golire, cei 6 parametri ai modelului descriși mai sus nu se calculează pe baza modelelor fizice, ci se determină din curbele experimentale capacitate-tensiune; această observație afectează în special definiția parametrilor Φ_E și Φ_C. Chiar și în

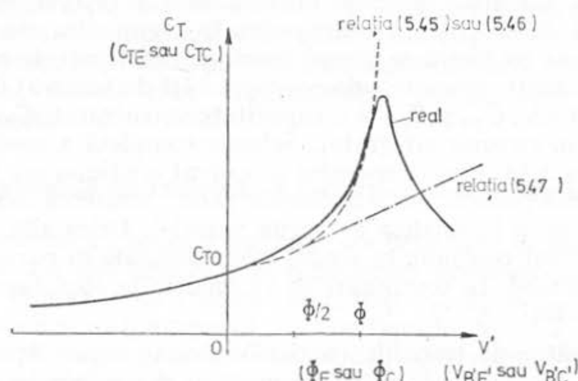


Fig. 5.15. – Dependența de tensiune a capacității de tranziție.

aceste condiții, expresiile (5.45) și (5.46) nu pot fi aplicate la polarizări directe prea mari, unde există chiar posibilitatea obținerii unor valori infinite pentru capacități la tensiunile $V_{B'E'} = \Phi_E$ sau $V_{B'C'} = \Phi_C$. O aproximare mai bună a dependenței capacitate-tensiune a fost dată de Chawla și Gummel [25]. În figura 5.15 se prezintă calitativ această dependență (linie continuă) alături de dependența rezultată din relațiile (5.45) sau (5.46) (linie intreruptă). Se observă că la polarizări directe capacitatea de tranziție are un maxim după care se obține o scădere a valorii acestuia. Exprimarea analitică adecvată a acestui tip de dependență capacitate-tensiune este dată în paragraful 5.3.6. O modalitate simplă de descriere a capacității de tranziție la polarizări directe mari, fără nici o legătură cu fenomenele fizice, o reprezintă aproximarea printr-o lege liniară pentru tensiuni $V \geqslant \Phi/2$ (vezi figura 5.15, cu linie punctată)

$$C_T(V \geqslant \Phi/2) = 2^m C_{TO}[2m(V/\Phi) + (1 - m)]. \tag{5.47}$$

Această aproximare are avantajul unei descrieri analitice simple, fără a se utiliza parametri de model suplimentari [6]. Deși, aparent, erorile introduse sînt apreciabile, în realitate valorile capacității de tranziție în această regiune sînt dominate de valorile mult mai mari ale capacității de difuzie.

B. **Capacitățile de difuzie.** Aceste capacități modelează sarcinile mobile (electroni și goluri) asociate curenților I_{CC} și I_{CE} (vezi relațiile (5.9)).

Figura 5.16 *a* prezintă sarcinile purtătorilor minoritari asociate curentului $I_{CC}(V_{BE} > 0,\ V_{CB} = 0)$; deși figura are în vedere o dotare constantă cu impurități a bazei, se referă la nivele mici de injecție și neglijează recombinarea în regiunile de sarcină spațială, analiza care urmează nu ține seamă de aceste aproximații. Sarcina totală de purtători minoritari asociată curentului I_{CC} se notează Q_{DE} și are patru componente:

$$Q_{DE} = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4, \tag{5.48}$$

unde Q_1 este sarcina mobilă minoritară stocată în regiunea neutră a emitorului (goluri, pentru un tranzistor *npn*); Q_2 — sarcina mobilă minoritară din regiunea de sarcină spațială a joncțiunii emitor-bază (asociată cu I_{CC}, vezi ulterior sarcina Q_7 asociată cu I_{EC} din aceeași regiune, dar în alte condiții de polarizare); Q_3 — sarcina mobilă a purtătorilor minoritari stocați în regiunea neutră a bazei; Q_4 — sarcina mobilă minoritară din regiunea de sarcină spațială a joncțiunii colector-bază(*).

Fiecare din cele patru sarcini se exprimă direct proporțional cu mărimea curentului I_{CC}, coeficienții de proporționalitate avînd semnificația timpilor de tranzit prin regiunea respectivă. Ca urmare:

$$Q_{DE} = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 =$$
$$= \tau_E I_{CC} + \tau_{EB} I_{CC} + \tau_B I_{CC} + \tau_{CB} I_{CC} =$$
$$= (\tau_E + \tau_{EB} + \tau_B + \tau_{CB}) I_{CC}, \quad (5.49)$$

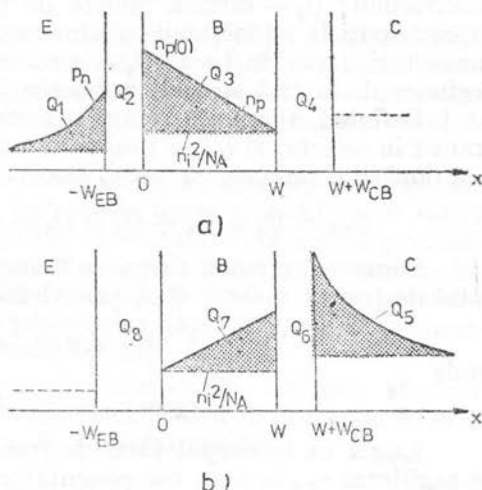


Fig. 5.16. — Sarcina purtătorilor mobili minoritari asociați cu I_{CC} (*a*) și I_{EC} (*b*).

unde τ_E este timpul de tranzit al emitorului; τ_{EB} — timpul de tranzit în regiunea de sarcină spațială a emitorului; τ_B — timpul de tranzit în bază (direct, adică în sensul dinspre emitor spre colector); τ_{CB} — timpul de tranzit în regiunea de sarcină spațială a colectorului.

Suma celor patru timpi de tranzit se notează cu τ_F, care reprezintă timpul total de tranzit direct; deci sarcina Q_{DE} se exprimă

$$Q_{DE} = \tau_F I_{CC}, \quad (5.50)$$

unde

$$\tau_F = \tau_E + \tau_{EB} + \tau_B + \tau_{CB}.$$

În componența timpului total de tranzit direct, mărimea τ_{EB} are o contribuție minoră ceea ce corespunde aproximației $Q_2 \approx 0$ (grosimea regiunii de sarcină spațială W_{EB} este foarte mică în polarizarea directă a joncțiunii emitor-bază); deci

$$\tau_F \approx \tau_E + \tau_B + \tau_{CB}. \quad (5.51)$$

Sarcina Q_{DE} este modelată de capacitatea de difuzie C_{DE} conform relației

$$C_{DE} = Q_{DE}/V_{B'E'} = \tau_F I_{CC}/V_{B'E'}. \quad (5.52)$$

Capacitatea C_{DE} este neliniară întrucît τ_F depinde de mărimea curentului I_{CC} și de tensiunile aplicate joncțiunilor prin efectele de modificare a grosimii bazei. Într-o analiză de prim ordin, τ_F se presupune constant. Extensii ale acestui model se vor prezenta după definirea celeilalte capacități de difuzie.

(*) Datorită neutralității sarcinii, există o sarcină identică de purtători majoritari în fiecare regiune; pentru calculul capacităților de difuzie se consideră una sau alta (minoritari sau majoritari) dintre sarcini.

Procedînd în mod similar ca mai sus, sarcina Q_{DC} a purtătorilor minoritari asociată cu I_{EC} (fig. 5.16 *b*) are componentele

$$Q_{DC} = Q_5 + Q_6 + Q_7 + Q_8, \tag{5.53}$$

unde Q_5 este sarcina mobilă de purtători minoritari din regiunea neutră a colectorului; Q_6 — sarcina mobilă de purtători minoritari din regiunea de sarcină spațială a joncțiunii colector-bază; Q_7 — sarcina mobilă a purtătorilor minoritari stocați în bază; Q_8 — sarcina mobilă a purtătorilor minoritari din regiunea de sarcină spațială a joncțiunii emitor-bază(*).

Definind timpii de tranzit specifici noilor localizări: τ_C este timpul de tranzit în colector și τ_{BR} — timpul de tranzit invers în bază, diferit de τ_B datorită dopării neuniforme a bazei, sarcina Q_{DC} se scrie

$$Q_{DC} = Q_5 + Q_6 + Q_7 + Q_8 = (\tau_C + \tau_{CB} + \tau_{BR} + \tau_{EB})\, I_{EC}. \tag{5.54}$$

Suma celor patru timpi de tranzit se notează τ_R și reprezintă timpul total de tranzit invers; deci, prin definiție

$$Q_{DC} = \tau_R I_{EC}, \tag{5.55}$$

unde

$$\tau_R = \tau_C + \tau_{CB} + \tau_{BR} + \tau_{EB}. \tag{5.56}$$

La fel ca la timpul total de tranzit direct (τ_F), în componența lui τ_R se neglijează τ_{CB} în plus, componenta predominantă este τ_C, astfel că se poate scrie

$$\tau_R \approx \tau_C. \tag{5.57}$$

Sarcina Q_{DC} este modelată de capacitatea de difuzie C_{DC} conform relației

$$C_{DC} = Q_{DC}/V_{B'C'} = \tau_R I_{EC}/V_{B'C'}. \tag{5.58}$$

Într-o analiză de prim ordin τ_R se consideră constant.

Sumarizînd rezultatele obținute cu privire la capacitățile de difuzie (relațiile (5.52) și (5.58)), se observă că modelul introduce doi parametri, τ_F și τ_R. Acești parametri nu se măsoară direct, ci prin intermediul frecvenței de tăiere, f_T, și a constantei timpului de stocare, τ_{SAT}.

Frecvența de tăiere, f_T, se definește ca frecvența la care modulul amplificării de curent în conexiunea emitor comun, în condiții de semnal mic și cu ieșirea în scurtcircuit, devine unitar. În aceste condiții, τ_F se determină cu

$$\tau_F = 1/2\pi f_T - (kT/qI_C)\cdot[C_{TE} + C_{TC}(1 + (qI_C/kT)\cdot r_c)], \tag{5.59}$$

ceea ce presupune cunoașterea în prealabil a mărimilor, I_C, r_c, C_{TE} și C_{TC}[1,5,6](**)

Constanta timpului de stocare, τ_{SAT}, se extrage din măsurarea timpului de stocare la comutarea tranzistorului din regimul de saturație în regimul de blocare [14]; τ_R se determină cu relația

$$\tau_R = ((1 - \alpha_F\alpha_R)/\alpha_R)\cdot\tau_{SAT} - \alpha_F\tau_F/\alpha_R. \tag{5.60}$$

Dacă parametrul τ_R este considerat, de regulă, constant, pentru parametrul τ_F se ia în considerare dependența lui de tensiunea V_{BC} (efect Early) sau de curentul I_C.

(*) Definirea independentă a sarcinilor $Q_1 \ldots Q_8$ rămîne valabilă și în regimul de saturație a tranzistorului, unde toate cele 8 tipuri de sarcină coexită simultan.

(**) Relația (5.59) determină exact, mărimea τ_{Fac} în condiții de semnal mic liniarizat (vezi paragraful 5.2.4), dar se presupune $\tau_F \approx \tau_{Fac}$.

Efectul Early își manifestă acțiunea asupra lui τ_F prin intermediul timpului de tranzit direct în bază, τ_B. Întrucît acest timp depinde de pătratul grosimii regiunii neutre a bazei [2, 5], conform cu relația (5.18), se scrie

$$\tau_B(V_{BC}) = \tau_B(0) \cdot (1 + V_{BC}/V_A)^2, \qquad (5.61)$$

unde $\tau_B(0)$ reprezintă mărimea lui τ_B pentru $V_{BC} = 0$. Relația (5.61) nu poate fi extinsă la expresia lui τ_F — conform cu (5.51) — întrucît τ_B nu mai reprezintă, pentru tranzistoarele moderne, contribuția dominantă. De aceea, se apreciază că efectul Early are o importanță redusă asupra timpului total de tranzit direct.

Dependența parametrului τ_F de curentul de colector I_C (în regiunea activă normală $I_C \approx I_{CC}$) este însă mai puternică. Toate tranzistoarele suferă o creștere a lui τ_F la nivele mari de injecție, constatată experimental prin scăderea frecvenței de tăiere, f_T. Se cunosc trei cauze ale acestui fenomen: reducerea cîmpului electric accelerator din regiunea de bază a tranzistoarelor drift [26]; lărgirea regiunii efective (cvasineutre) a bazei [27]; efecte bidimensionale de împrăștiere a curentului de colector [28].

Așa cum rezultă din enumerarea celor trei cauze, mărimea afectată direct este τ_B; modelarea matematică se face însă pentru τ_F prin introducerea unui parametru de model suplimentar, B, conform relației

$$\tau_F(I_C) = \tau_{FL} B, \qquad (5.62)$$

unde τ_{FL} este valoarea lui τ_F la curenți mici, unde nu apare efectul. În figura 5.17 se precizează domeniul curenților „mici", cuprins între 0 și I_{CO}, unde τ_F are valoarea constantă τ_{FL} și, respectiv, $B = 1$. Curentul I_{CO} se determină experimental; la curenți $I_C \approx I_{CC} > I_{CO}$ factorul multiplicativ B ia valori supraunitare. Dacă creșterea lui τ_F este determinată de efectele bidimensionale de împrăștiere a curentului de colector, expresia lui B, în domeniul $I_C > I_{CO}$ este

$$B = 1 + (1/4) \cdot (L_E/W)^2 \cdot (I_{CC}/I_{CO} - 1)^2, \qquad (5.63)$$

unde parametrul de model L_E/W se determină, ca și I_{CO}, din curba $\tau_F = \tau_F(I_C)$.

C. Capacitatea de substrat. Această capacitate este specifică circuitelor integrate și modelează joncțiunea strat epitaxial-substrat [3]. Întrucît această joncțiune este polarizată invers (din motive de izolare), capacitatea de substrat se modelează printr-o capacitate de tranziție. De regulă, valoarea acestei capacități se consideră constantă. Conectarea ei la colector, așa cum rezultă din figura 5.14, este valabilă numai pentru tranzistoarele *npn* care au colectorul în stratul epitaxial. Pentru un tranzistor *pnp* lateral, această capacitate apare între bază și substrat, în timp ce pentru un trazistor *pnp* de substrat această capacitate se omite, fiind modelată de însăși capacitatea de tranziție (C_{TC}) a joncțiunii colector-bază.

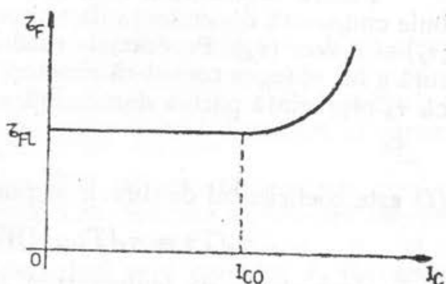


Fig. 5.17. Dependența de curent (I_C) a timpului total de tranzit direct (τ_F).

Modelul prezentat în fig. 5.14 poate fi îmbunătățit prin considerarea caracterului distribuit al capacității de tranziție C_{TC} de-a lungul rezistenței

serie r_b; acest lucru este ilustrat în figura 5.18. O descriere exactă a acestui efect ar fi dată de ecuațiile de propagare a semnalului între punctele B și B'. Modelarea cea mai simplă desparte capacitatea C_{TC} în două părți, așa cum arată figura 5.19, cu ajutorul unui coeficient r subunitar. Alegerea parametrului r, între valorile extreme 0 și 1 se face empiric, astfel încît să se modeleze cît mai bine comportarea reală.

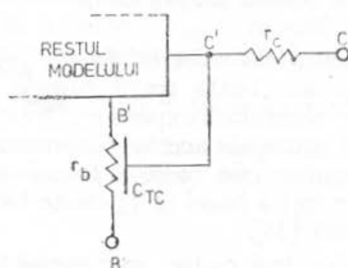


Fig. 5.18. — Prezentarea caracterului distribuit al capacității C_{TC} de-a lungul rezistenței r_b.

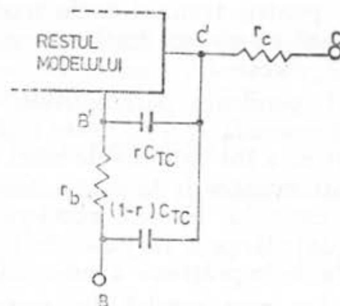


Fig. 5.19. — Modelarea efectului distribuit al capacității C_{TC}.

5.2.3. Dependența de temperatură a parametrilor dinamici

Parametrii dinamici ai modelului Ebers-Moll sînt capacități de tranziție (C_{TE}, C_{TC}, C_{CS}) și capacități de difuzie (C_{DE} și C_{DC}).

Capacitățile de tranziție (simbol general C_T) depind de temperatură după o lege [21]

$$C_T(T) = C_T(T_{\text{nom}})\,[1 + (T - T_{\text{nom}})\cdot m\cdot(2\gamma_T^{\varepsilon} - \gamma_T^{\Phi})], \tag{5.64}$$

unde semnificațiile parametrilor T, T_{nom}, γ_T^{ε} și γ_T^{Φ} sînt aceleași ca în paragraful 5.1.7.

Pentru capacitățile de difuzie, în acord cu relațiile (5.52) și (5.58), trebuie cunoscută dependența de temperatură a timpilor totali de tranzit, direct (τ_F) și invers (τ_R). Programele modelează, de regulă, dependența de temperatură a lui τ_F (τ_R se consideră constant și în raport cu temperatura). Considerînd că τ_B reprezintă partea dominantă a lui τ_F și cunoscînd expresia lui τ_B [1, 2, 4]

$$\tau_B \sim W^2/D \tag{5.65}$$

(D este coeficientul de difuzie al purtătorilor minoritari în bază) rezultă

$$\tau_F(T) = \tau_F(T_{\text{nom}})\,[W(T)/W(T_{\text{nom}})]^2\cdot(T/T_{\text{nom}})^{3/2}, \tag{5.66}$$

unde dependența de temperatură a grosimii bazei (W) este dată de relația (5.35).

5.2.4. Sistemul complet al ecuațiilor modelului Ebers-Moll

Modelul Ebers-Moll, a cărui schemă echivalentă este prezentată în figura 5.14, reprezintă unul dintre cele mai bune compromisuri între precizie și timp de calcul. În cele ce urmează se descrie matematic sistemul ecuațiilor corespunzătoare acestui circuit, făcînd comentarii asupra numărului para-

metrilor utilizați. Pentru aceasta, se ține seama de expresiile curenților prin capacități (i) în funcție de tensiunea de la borne (v) care are forma:

$$i = C_T(\mathrm{d}v/\mathrm{d}t) \text{ (capacități de tranziție)}$$

și (5.67)

$$i = C_D \cdot (\mathrm{d}v/\mathrm{d}t) = \tau(\mathrm{d}i_D/\mathrm{d}t) \text{ (capacități de difuzie)},$$

unde τ este timpul de tranzit asociat cu capacitatea C_D, iar i_D este curentul a cărui sarcină de purtători minoritari este modelată de respectiva capacitate de difuzie.

Sistemul de ecuații asociat cu schema echivalentă din figura 5.14

$$i_C = C_{CS} \cdot \mathrm{d}v_{CS}/\mathrm{d}t - C_{TC} \cdot \mathrm{d}v_{B'C'}/\mathrm{d}t - \tau_R \cdot \mathrm{d}i_{EC}/\mathrm{d}t - i_{EC}/\beta_{RM} + (i_{CC} - i_{EC}); \quad (5.68)$$

$$-i_E = C_{TE} \cdot \mathrm{d}v_{B'E'}/\mathrm{d}t + \tau_F \mathrm{d}i_{CC}/\mathrm{d}t + i_{CC}/\beta_{FM} + (i_{CC} - i_{EC}); \quad (5.69)$$

$$i_B = C_{TC} \cdot \mathrm{d}v_{B'C'}/\mathrm{d}t + C_{TE} \cdot \mathrm{d}v_{B'E'}/\mathrm{d}t + \tau_F \cdot \mathrm{d}i_{CC}/\mathrm{d}t + \tau_R \mathrm{d}i_{EC}/\mathrm{d}t + i_{CC}/\beta_{FM} + i_{EC}/\beta_{RM}; \quad (5.70)$$

$$v_{BC} = v_{B'C'} + r_b i_B - r_c i_C; \quad (5.71)$$

$$v_{BE} = v_{E'E'} + r_b i_B - r_e i_E; \quad (5.72)$$

$$i_{CC} = I_S \cdot [\exp(qv_{B'E'}/kT) - 1]; \quad (5.73)$$

$$i_{EC} = I_S[\exp(qv_{B'C'}/kT) - 1]. \quad (5.74)$$

Aparent complicat, sistemul de mai sus se simplifică dacă se lucrează într-un anumit regim de funcționare, de exemplu, regimul activ normal. Parametrii modelului exprimat mai sus sînt:

— grupul de parametri de curent continuu: I_S, β_{FM} și β_{RM} și rezistențele serie r_e, r_b și r_c;

— grupul de parametri de regim variabil: τ_F, τ_R, C_{CS} (constantă), precum și C_{TEO}, Φ_E, m_E, C_{TCO}, Φ_C, m_C pentru modelarea capacităților de tranziție; în total un număr de 15 parametri.

Modelul Ebers-Moll poate îngloba într-o formă perfecționată și efecte de ordin doi, descrise mai înainte: (a) recombinarea în regiunile de sarcină spațială; (b) nivele mari de injecție; (c) modularea grosimii bazei (efect Early); (d) dependența lui τ_F de curentul de colector; (e) efectul distribuit al capacității C_{TC}.

Schema electrică a modelului Ebers-Moll în această variantă perfecționată (completă) este prezentată în figura 5.20. Schema înglobează explicit efectele (a) și (e) care introduc 5 parametri suplimentari: C_2, C_4, n_{EL}, n_{CL} și r. Pentru efectele (b) și (c) se dă o relație de calcul prin curentul I_S (în acord cu (5.20) și (5.28))

$$I_S(V_{BE}, V_{BC}) = I_S(0) / (1 + V_{BC}/V_A) \cdot [1 + \theta \exp(qV_{BE}/2kT)], \quad (5.75)$$

relație care introduce doi parametri suplimentari: V_A și θ.

Dependența lui τ_F de curentul de colector introduce prin coeficientul B (relația (5.63)) doi parametri suplimentari: I_{CO} și L_E/W.

Deci, un total de $15 + 9 = 24$ parametri de model. Acuratețea descrierii oferită de această variantă avansată a modelului Ebers-Moll duce însă la timpi de calcul crescuți. În funcție de scopul dorit, utilizatorul își poate alege însă complexitatea modelului astfel încît să servească scopului propus.

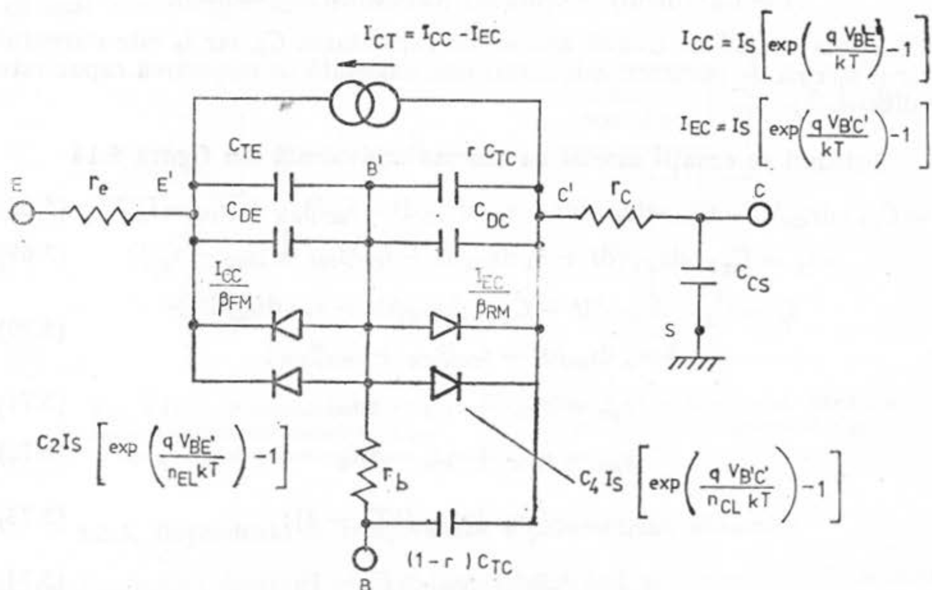


Fig. 5.20. — Modelul Ebers-Moll — formă completă.

5.2.5. Modele liniarizate pentru semnal mic

Descrierile matematice ale modelului Ebers-Moll cuprind ecuații neliniare care ilustrează caracterul profund neliniar al funcționării tranzistorului bipolar. Practica modelării utilizează variante liniarizate în jurul unor puncte de funcționare din două motive:

— posibilitatea descrierii regimului de semnal mic, regim extrem de utilizat în tehnica circuitelor electronice, și

— ușurința rezolvării sistemelor matematice liniare în tehnica găsirii soluțiilor ecuațiilor neliniare „din aproape în aproape" (această modalitate este exemplificată în paragraful 5.3.8).

În cele ce urmează se prezintă modelele de semnal mic pentru modelul Ebers-Moll fundamental (de curent continuu sau cvasistaționar) și pentru modelul Ebers-Moll în regim variabil.

Pentru a deosebi prin notații acest regim de lucru se apelează la litere mici pentru curent, tensiune cît și pentru orice fel de indice. De exemplu, se va nota i_c, i_e, i_b, v_{be}, v_{bc}, C_{de}, C_{dc}, C_{te}, C_{tc} etc; notații speciale: β_{Fac}, τ_{Fac}, β_{Rac} și τ_{Rac}, pentru mărimile respective definite în condiții de semnal mic.

Principiul general de construire a modelelor liniarizate de semnal mic stabilește înlocuirea mărimilor instantanee ale curenților și tensiunilor prin

variațiile infinitezimale ale acestora. Luînd ca exemplu dependența de tensiunile v_{BE} și v_{CE} a curentului i_{CT}, în forma generală

$$i_{CT} = i_{CT}(v_{BE}, v_{BC}), \tag{5.76}$$

pentru variații mici ale mărimilor electrice în jurul unui punct static se scrie

$$di_{CT} = (\partial i_{CT}/\partial v_{BE})\Big|_{V_{BE}, V_{BC}} dv_{BE} + (\partial i_{CT}/\partial v_{BC})\Big|_{V_{BC}, V_{BE}} dv_{BC}. \tag{5.77}$$

Conform notațiilor indicate mai sus: $dv_{BE} = v_{be}$; $dv_{BC} = v_{bc}$; $di_{CT} = i_{ct}$, relația (5.77) devine ecuația a modelului liniarizat

$$i_{ct} = (\partial i_{CT}/\partial v_{BE})\Big|_{V_{BE}, V_{BC}} \cdot v_{be} + (\partial i_{CT}/\partial v_{BC})\Big|_{V_{BE}, V_{BC}} \cdot v_{bc}. \tag{5.78}$$

Derivatele parțiale din relația de mai sus poartă denumirile de:

— transconductanță directă $g_{mF} = (\partial i_{CT}/\partial v_{BE})\Big|_{V_{BE}, V_{BC}}$ (5.79)

și

— transconductanță inversă $g_{mR} = -(\partial i_{CT}/\partial v_{BC})\Big|_{V_{BE}, V_{BC}}^{(*)}$. (5.80)

Cu aceste notații, relația (5.78) devine

$$i_{ct} = g_{mF}v_{be} - g_{mR}v_{bc}. \tag{5.81}$$

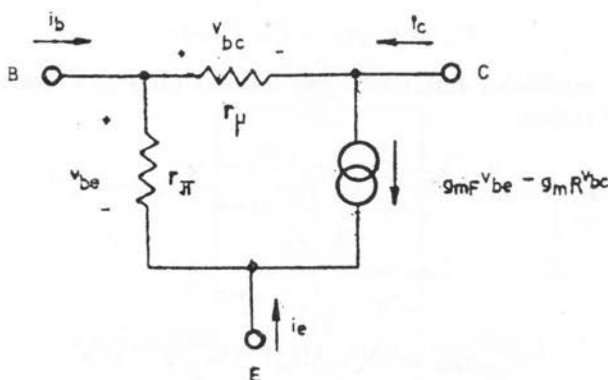


Fig. 5.21. — Modelul Ebers-Moll de semnal mic pentru regim cvasistaționar.

În mod analog se procedează cu toate componentele curenților i_C, i_B și i_E. Procedînd în acest mod cu modelul Ebers-Moll fundamental de curent continuu (relațiile (5.13) sau figura 5.3) se obține modelul liniarizat corespunzător, prezentat în figura 5.21.

(*) Semnul minus asigură o valoare pozitivă pentru g_{mR}.

Parametrii modelului liniarizat au expresiile (vezi relațiile (5.11), (5.13), precum și (5.79) și (5.80)):

$$g_{mF} = qI_{CC}/kT;\quad g_{mR} = qI_{EC}/kT; \tag{5.82}$$

$$r_{\pi} = \beta_F/g_{mF};\quad r_{\mu} = \beta_R/g_{mR}. \tag{5.83}$$

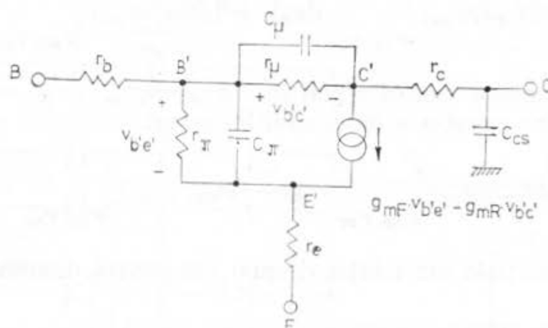


Fig. 5.22. — Modelul Ebers-Moll de semnal mic pentru regim variabil, corespunzător modelului neliniar din figura 5.14.

În figura 5.22 se prezintă varianta liniarizată (de semnal mic) a modelului Ebers-Moll valabil în regim variabil, descris de relațiile (5.68) — (5.74) și figura 5.14. Parametrii acestui model sînt (suplimentari față de relațiile (5.82) și (5.83)):

$$C_{\pi} = g_{mF}\tau_F + C_{te}(V_{B'E'}); \tag{5.84}$$

$$C_{\mu} = g_{mR}\tau_R + C_{tc}^{*}(V_{B'C'}). \tag{5.85}$$

În cadrul modelelor liniarizate (de semnal mic) se definesc parametrii specifici acestui regim:

$$\beta_{Fac} = (i_c/i_b)\Big|_{v_{b'c'}=0}; \tag{5.86}$$

$$\beta_{Rac} = (i_e/i_b)\Big|_{v_{b'c'}=0}; \tag{5.87}$$

$$\tau_{Fac} = (\mathrm{d}Q_{DE}/\mathrm{d}i_c)\Big|_{v_{b'c'}=0}; \tag{5.88}$$

$$\tau_{Rac} = (\mathrm{d}Q_{DC}/\mathrm{d}i_e)\Big|_{v_{b'c'}=0}. \tag{5.89}$$

Atît timp cît parametrii β_F, β_R, τ_F și τ_R se consideră constanți, sau, cu alte cuvinte $C_2 = C_4 = 0$; $\theta = 0$, $V_A = \infty$, $B = 1$, există relațiile:

$$\beta_{Fac} = \beta_F,\quad \beta_{Rac} = \beta_R, \tag{5.90}$$

$$\tau_{Fac} = \tau_F,\quad \tau_{Rac} = \tau_R,$$

ceea ce s-a presupus și în expresiile (5.22) — (5.85). În celelalte situații se dau expresii ale parametrilor dinamici (5.86) — (5.89) dependente de punctul static de funcționare [6]. În ceea ce urmează se va da expresia numai pentru β_{Fac}, rezultînd din expresiile (5.28), (5.26) și (5.86), conform [21]

$$\beta_{Fac}^{-1} = a_1 + (a_2/n_{EL}) \cdot I_C^{(1/n_{EL}-1)} + 2a_3 I_C, \tag{5.91}$$

unde:

$$a_1 = \beta_{FM}^{-1}; \quad a_2 = C_2 I_S^{1-1/n_{EL}}; \quad a_3 = 2/\beta_{FM} I_S. \tag{5.92}$$

5.3. Modelul Gummel-Poon

5.3.1. Prezentare generală

Modelul Gummel-Poon este unul din cele mai complete și corecte modele utilizate în tehnica proiectării asistate de calculator a circuitelor electrice integrate. Apărut în anul 1970 [29, 30, 31], modelul Gummel-Poon original a suferit unele modificări, de regulă, formale astfel încît să permită o mai ușoară implementare în programele de calcul. În plus, au fost definiți unii parametri de model care să permită o măsurare electrică mai simplă.

Punctul de plecare al modelului Gummel-Poon îl constituie tot modelul Ebers-Moll (fig. 5.23) — varianta fundamentală de transport în π, completată cu rezistențele serie, cu capacitățile structurii și cu cele două diode care reprezintă recombinarea în regiunile de sarcină spațială. Elementele de noutate ale modelului sînt: (a) calculul mai riguros al curentului I_S; (b) relații mai precise de calcul pentru capacitățile de tranziție; (c) dependența rezistenței r_b de nivelul de injecție.

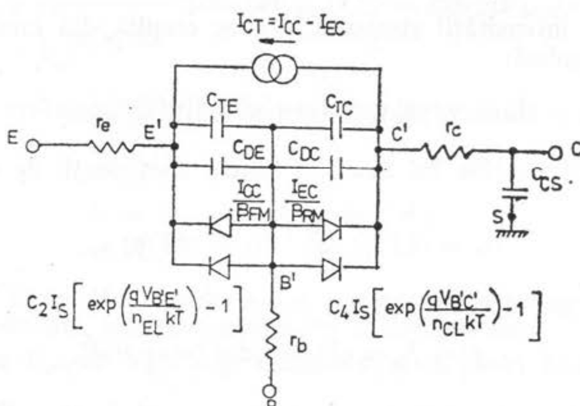


Fig. 5.23. — Modelul Ebers-Moll ca punct de plecare pentru modelul Gummel-Poon.

Contribuția cea mai importantă a modelului constă în definirea și calculul curentului I_S. La fel ca la modelele Ebers-Moll evoluate se descrie dependența lui I_S de efectul de modulare a grosimii bazei (Early), de nivelul de injecție și de efectul de lărgire a bazei (dependența $\tau_F - I_C$). Modelul

Ebers-Moll a analizat separat aceste efecte și le-a înglobat prin superpoziție — vezi, de exemplu, relația (5.75). Modelul Gummel-Poon descrie aceste efecte într-un mod unitar și, de aceea, mai corect. În plus, modularea grosimii bazei se face mai complet, ținînd seama și de efectul Late. În schimb, modelul Gummel-Poon nu se referă la caracterul distribuit al capacității C_{TC} și de influența temperaturii asupra parametrilor.

În prezentul capitol se descrie varianta actuală a modelului Gummel-Poon utilizată în programele de analiză a circuitelor electronice (programe SPICE (*)); ori de cîte ori este nevoie se fac referiri și la varianta originală.

5.3.2. Determinarea curentului I_S

Aproximația inițială a modelului Gummel-Poon constă în *neglijarea curentului de goluri* (pentru un tranzistor *npn*). În regimul activ normal de lucru al tranzistorului acest lucru este pe deplin asigurat de eficiența de injecție mare pentru joncțiunea emitor-bază [5, 13], precum și de polarizarea inversă a joncțiunii colector-bază. Aproximația nu mai este satisfăcută în regimul activ invers și în regimul de saturare puternică unde joncțiunea colector-bază, polarizată direct, poate introduce o componentă importantă de curent de goluri (joncțiunea colector-bază nu are eficiență de injecție mare). Ca urmare, generatorul de curent I_{CT} este dat de

$$I_{CT} = -A_{JE}J_n, \tag{5.93}$$

unde J_n este densitatea de curent de electroni. Modelul se presupune unidimensional, secțiunea transversală avînd aria joncțiunii emitorului, A_{JE}. Semnul (—) ține seama de convenția de semne.

Expresia densității de curent de electroni este

$$J_n = qn(x)\,\mu_n\mathcal{E}(x) + qD_n\cdot \mathrm{d}n(x)/\mathrm{d}x, \tag{5.94}$$

unde expresia intensității cîmpului electric rezultă din anularea densității de curent de goluri:

$$J_p = qp(x)\,\mu_p\mathcal{E}(x) - qD_p\cdot \mathrm{d}p(x)/\mathrm{d}x = 0. \tag{5.95}$$

Cunoscînd relațiile lui Einstein dintre coeficienții de difuzie și mobilități

$$D_n = (kT/q)\,\mu_n;\quad D_p = (kT/q)\,\mu_p, \tag{5.96}$$

din relațiile (5.94) și (5.95) rezultă:

$$p(x)\,J_n = qD_n\cdot (\mathrm{d}/\mathrm{d}x)\,[n(x)\,p(x)]. \tag{5.97}$$

Relația de mai sus care conține în partea dreaptă o diferențială totală poate fi integrată între orice limite (abscise). Acest lucru este ușurat de faptul că J_n este o constantă de-a lungul tranzistorului întrucît se neglijează slaba recombinare a electronilor în bază (factor de transport foarte apropiat de unitate).

(*) Denumirea de SPICE provine de la „Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis" — programe de simulare destinate circuitelor integrate.

Se alege ca limite de integrare marginile exterioare ale celor două regiuni de sarcină spațială, x_E' și x_C' (vezi figura 5.24). Se obține

$$J_n = qD_n[n(x_C')\,p(x_C') - n(x_E')\,p(x_E')] \Big/ \int_{x_E'}^{x_C'} p(x)\,\mathrm{d}x. \tag{5.98}$$

Produsul concentrațiilor de electroni și de goluri la cele două limite de integrare depinde de tensiunile aplicate efectiv celor două joncțiuni, $V_{B'E'}$ și $V_{B'C'}$ (ipoteza de cvasiechilibru):

$$n(x_C')\,p(x_C') = n_i^2 \cdot \exp\,(qV_{B'C'}/kT)\,; \tag{5.99}$$

$$n(x_E')\,p(x_E') = n_i^2 \cdot \exp\,(qV_{B'E'}/kT). \tag{5.100}$$

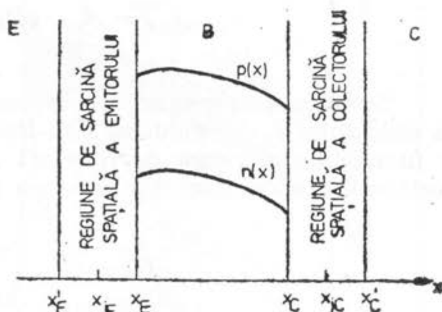


Fig. 5.24. — Definirea absciselor importante pentru modelul Gummel-Poon.

În această situație, relația (5.98) devine

$$J_n = qD_n n_i^2 \cdot [\exp\,(qV_{B'C'}/kT) - \exp\,(qV_{B'E'}/kT)] \Big/ \int_{x_E'}^{x_C'} p(x)\,\mathrm{d}x. \tag{5.101}$$

Modelul se folosește în continuare de aproximația de golire; conform acesteia, se neglijează concentrația de goluri în interiorul regiunilor de sarcină spațială. Ca urmare, limitele x_C' și x_E' din integrala definită pot fi înlocuite cu x_C și x_E fără a se introduce erori mari. În acest fel, curentul I_{CT} — relația (5.93) — devine

$$I_{CT} = A_{JE}\,\frac{qD_n n_i^2}{\int_{x_E}^{x_C} p(x)\,\mathrm{d}x} \cdot [\exp\,(qV_{B'E'}/kT) - \exp\,(qV_{B'C'}/kT)]. \tag{5.102}$$

Comparînd cu relația (5.11), rezultă expresia generală a curentului de saturație

$$I_S = A_{JE} \cdot qD_n n_i^2 \Big/ \int_{x_E}^{x_C} p(x)\,\mathrm{d}x. \tag{5.103}$$

În modelul Ebers-Moll fundamental, curentul I_S este considerat constant. În modelul de față, mărimea curentului I_S depinde de:

— tensiunile $V_{B'E'}$ și $V_{B'C'}$ prin limitele x_E și x_C (efect Early, respectiv Late);

— efectul de variație a lui τ_F cu curentul de colector (efect de lărgire a regiunii neutre a bazei, $x_C - x_E$);

— efectele la nivele mari de injecție, prin concentrația de purtători majoritari în bază, $p(x)$.

Pentru a avea o mărime de referință pentru curentul I_S se consideră valoarea calculată a acestuia pentru $V_{BE} = V_{BC} = 0$, mărime care se notează, cu I_{SS}. În acest caz, concentrația de goluri ia valoarea de la echilibru termic,

$p_0(x)$, egală cu concentrația de impurități acceptoare din regiunea bazei $N_A(x)$. Această afirmare se bazează pe ipoteza de neutralitate și pe ipoteza de ionizare completă a impurităților. Notînd cu x_{EO} și x_{CO} cele două limite de integrare la echilibru termic, curentul I_{SS} are expresia

$$I_{SS} = A_{JE} \cdot qD_n n_i^2 \Big/ \int_{x_{EO}}^{x_{CO}} N_A(x)\, \mathrm{d}x. \qquad (5.104)$$

Se observă ușor că această expresie a curentului I_{SS} corespunde cu expresia curentului I_S din modelul Moll-Ross (relația (5.14)). Curentul I_S se exprimă în funcție de mărimea de referință I_{SS} introducînd conceptul de sarcină a purtătorilor majoritari din regiunea neutră a bazei, Q_B, conform relației

$$Q_B = A_{JE} \int_{x_E(V_{B'E'})}^{x_C(V_{B'C'})} qp(x)\, \mathrm{d}x. \qquad (5.105)$$

Aceeași sarcină, în condiții de echilibru, termic, Q_{BO}, are expresia

$$Q_{BO} = A_{JE} \int_{x_{EO}}^{x_{CO}} qN_A(x)\, \mathrm{d}x. \qquad (5.106)$$

Se introduce mărimea q_b cu semnificația valorii normalizate a sarcinii purtătorilor majoritari din bază

$$q_b = Q_B/Q_{BO}. \qquad (5.107)$$

Cu aceste notații, expresia curentului de saturație devine

$$I_S = I_{SS}Q_{BO}/Q_B = I_{SS}/q_b. \qquad (5.108)$$

Relația de mai sus exprimă esența modelului Gummel-Poon. Dezvoltarea ulterioară a modelului urmărește determinarea dependenței mărimii q_b de condițiile de polarizare și generarea de parametri ușor măsurabili electric cu ajutorul cărora să poată fi calculată.

5.3.3. Componentele sarcinii Q_B

În această secțiune sarcina Q_B este separată în 5 componente astfel încît integrala din definiția sarcinii să poată fi determinată din parametri electrici, fără a se cunoaște explicit funcția $p(x)$. La fel ca și în tratările de pînă acum se va aplica principiul superpoziției efectelor celor două tensiuni aplicate pe joncțiuni. Trebuie observat că acum se studiază *purtătorii majoritari* și nu purtătorii minoritari care erau luați în considerație de modelele fizice. Avînd în vedere însă ipoteza de neutralitate a sarcinii în bază, care asigură distribuții în exces cvasiidentice pentru purtătorii majoritari și pentru purtătorii minoritari, superpoziția rămîne valabilă. Pentru a ilustra componentele sarcinii Q_B se alege regimul de saturație unde fiecare componentă este pozitivă și are o contribuție neglijabilă (fig. 5.25).

Prima etapă de separare a sarcinii Q_B în componente separă distribuția de goluri la echilibru termic, $p_0(x)$, de distribuția de goluri în exces față de echilibru, termic, $p'(x)$.

$$p(x) = p_0(x) + p'(x). \tag{5.109}$$

Distribuția concentrației de goluri la echilibru termic este considerată identică cu distribuția de impurități din bază, $N_A(x)$, conform ipotezei de ionizare completă

$$p_0(x) \approx N_A(x). \tag{5.110}$$

Concentrația de purtători în exces, determinată de polarizările joncțiunilor, rezultă conform principiului superpoziției

$$p'(x) = p_F'(x) + p_R'(x), \tag{5.111}$$

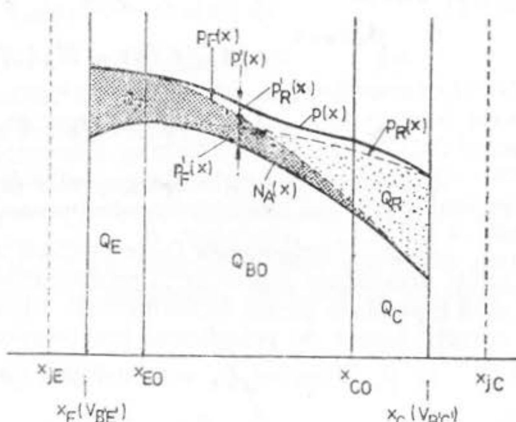


Fig. 5.25. – Componentele sarcinii Q_B în regimul de saturație.

unde $p_F'(x)$ este concentrația de goluri din bază în exces determinată de polarizarea joncțiunii emitor-bază în condiții de polarizare nulă a joncțiunii colector-bază ($V_{B'C'} = 0$), iar $p_R'(x)$ — concentrația de goluri din bază în exces determinată de joncțiunea colector-bază pentru $V_{B'E'} = 0$.

Conform relațiilor (5.110) și (5.111), relația (5.109) devine succesiv

$$\begin{aligned} p(x) &= p_0(x) + p'(x) = p_0(x) + p_F'(x) + p_R'(x) = \\ &= p_0(x) + [p_F(x) - p_0(x)] + [p_R(x) - p_0(x)] = \\ &= N_A(x) + [p_F(x) - N_A(x)] + [p_R(x) - N_A(x)], \end{aligned} \tag{5.112}$$

unde s-au făcut notațiile:

$$p_F(x) = p_0(x) + p_F'(x); \quad p_R(x) = p_0(x) + p_R'(x). \tag{5.113}$$

Cele două mărimi introduse, $p_F(x)$ și $p_R(x)$, au semnificațiile sarcinilor totale de goluri în bază pentru $V_{B'E'} \neq 0$; $V_{B'C'} = 0$ și, respectiv, $V_{B'C'} \neq 0$; $V_{B'E'} = 0$. Trebuie observat că nu se poate aplica principiul suprapunerii la sarcina totală de goluri, adică $p(x) \neq p_F(x) + p_R(x)$, pentru că s-ar lua în considerare de două ori distribuția de goluri la echilibru termic, distribuție care nu reprezintă efectul tensiunilor aplicate pe joncțiuni (vezi notațiile din figura 5.25).

Ca urmare, expresia (5.105) a sarcinii Q_B devine

$$Q_B = \int_{x_E(V_{B'E'})}^{x_C(V_{B'C'})} qA_{JE} N_A(x)\,\mathrm{d}x + \int_{x_E(V_{B'E'})}^{x_C(V_{B'C'})} qA_{JE}[p_F(x) - N_A(x)]\mathrm{d}x + \\ + \int_{x_E(V_{B'E'})}^{x_C(V_{B'C'})} qA_{JE}[p_R(x) - N_A(x)]\,\mathrm{d}x. \tag{5.114}$$

În continuare , prima integrală din expresia de mai sus se desparte în trei pentru a pune în evidență sarcina Q_{BO}, calculată între limitele regiunii bazei de la echilibru termic (x_{EO} și x_{CO}), și cele două sarcini corespunzătoare

extensiei regiunilor de sarcină spațială față de echilibru termic (x_E, x_{EO}) și, respectiv, (x_{CO}, x_C)

$$Q_B = \int_{x_E(V_{B'E'})}^{x_{EO}} qA_{JE}N_A(x)\mathrm{d}x + \int_{x_{EO}}^{x_{CO}} qA_{JE}N_A(x)\mathrm{d}x + \int_{x_{CO}}^{x_C(V_{B'C'})} qA_{JE}N_A(x)\,\mathrm{d}x +$$

$$+ \int_{x_E(V_{B'E'})}^{x_C(V_{B'C'})} + qA_{JE}[p_F(x) - N_A(x)]\,\mathrm{d}x + \int_{x_E(V_{B'E'})}^{x_C(V_{B'C'})} qA_{JE}[p_R(x) -$$

$$- N_A(x)]\,\mathrm{d}x = Q_E + Q_{BO} + Q_C + Q_F + Q_R. \tag{5.115}$$

Cele cinci integrale din expresia de mai sus au fost notate cu Q_E, Q_{BO}, Q_C, Q_F și Q_R. Semnificațiile lor sînt prezentate în cele ce urmează.

a) Q_{BO}. Componenta Q_{BO} reprezintă sarcina de goluri din bază (sau impurități acceptoare ionizate) la echilibru termic ($V_{BE} = V_{BC} = 0$). Această sarcină reprezintă partea fundamentală a lui Q_B; toate celelalte sarcini reprezintă corecții legate de polarizarea joncțiunilor.

b) Q_E. Sarcina Q_E este definită prin

$$Q_E = \int_{x_E(V_{B'E'})}^{x_{EO}} qA_{JE}N_A(x)\,\mathrm{d}x \tag{5.116}$$

și reprezintă creșterea sarcinii de echilibru termic datorită deplasării limitei dinspre bază a regiunii de sarcină spațială a joncțiunii emitor-bază în condiții de polarizare a acesteia ($V_{B'E'} \neq 0$). Trebuie remarcat că la polarizarea tranzistorului, excesul de sarcină Q_B față de echilibru termic, în intervalul (x_E, x_{EO}), se datorește atît sarcinilor ionilor de impurități — descrise de Q_E — cît și sarcinilor de goluri în exces, $p_F'(x)$ și $p_R'(x)$. Avînd în vedere această observație, definiția (5.116) pare a fi doar o descriere matematică fără posibilitate de punere experimentală în evidență a sarcinii Q_E. Afirmația este falsă; într-adevăr, dacă tranzistorul este polarizat cu $V_{BC}=0$ ($V_{B'C'} \approx 0$) — deci $p_R' \approx 0$ — iar V_{BE} are o valoare corespunzătoare nivelelor mici de injecție ($p_F' \ll p_0(x)$), sarcina Q_B are valoarea

$$Q_B \approx Q_{BO} + Q_E, \tag{5.117}$$

ceea ce denotă posibilitatea de separare experimentală a acestei componente. Întrucît această sarcină este legată de modificarea grosimii regiunii bazei, datorită tensiunii $V_{B'E'}$, modelul pune în evidență efectul Late.

c) Q_C. Sarcina Q_C este definită de

$$Q_C = \int_{x_{CO}}^{x_C(V_{B'C'})} qA_{JE}N_A(x)\,\mathrm{d}x \tag{5.118}$$

și reprezintă creșterea sarcinii de echilibru termic datorită deplasării limitei dinspre bază a regiunii de sarcină spațială a joncțiunii colector-bază în condiții de polarizare a acesteia ($V_{B'C'} \neq 0$). La fel ca pentru sarcina Q_E, sarcina Q_C poate fi pusă în evidență în regimul de operare inversă a tranzistorului cu $V_{B'E'} = 0$ și nivel mic de injecție; atunci sarcina Q_B are expresia aproximativă

$$Q_B = Q_{BO} + Q_C. \tag{5.119}$$

Întrucît sarcina Q_C se referă la modificarea grosimii bazei datorită tensiunii $V_{B'C'}$, modelul pune în evidență efectul Early.

d) Q_F. Sarcina Q_F este definită de

$$Q_F = \int_{x_E(V_{B'E'})}^{x_C(V_{B'C'})} qA_{JE}[p_F(x) - N_A(x)]\,\mathrm{d}x \tag{5.120}$$

și are semnificația sarcinii purtătorilor majoritari în exces determinați de polarizarea joncțiunii emitor-bază cu condiția $V_{B'C'} = 0$. Semnificația acordată acestei sarcini nu este în concordanță perfectă cu relația (5.120) întrucît limita superioară a integralei depinde de tensiunea $V_{B'C'}$ și, deci, nu este x_{CO} — corespunzătoare condiției $V_{B'C'} = 0$. Erorile nu sînt însă mari deoarece concentrația în exces, p_F', are valori mici în intervalul (x_{CO}, x_C) — vezi figura 5.25. Este evident că sarcina Q_F capătă valori importante la nivele mari de injecție, deci modelează efectele corespunzătoare, generate de joncțiunea emitor-bază.

e) Q_R. Sarcina Q_R este definită de

$$Q_R = \int_{x_E(V_{B'E'})}^{x_C(V_{B'C'})} qA_{JE}[p_R(x) - N_A(x)]\,\mathrm{d}x \tag{5.121}$$

și are semnificația sarcinii purtătorilor majoritari în exces, determinați de polarizarea joncțiunii colector-bază cu condiția $V_{B'E'} = 0$. Și la această sarcină se mențin observațiile făcute la sarcina Q_F privind concordanța dintre relația de definiție (5.121) și semnificația fizică. Sarcina Q_R modelează efectele la nivel mare de injecție generate de joncțiunea colector-bază.

5.3.4. Soluția pentru q_b

Aplicînd condiția de normalizare (5. 107) la relația (5. 115) se obține

$$q_b = 1 + q_e + q_c + q_f + q_r, \tag{5.122}$$

unde s-au notat:

$$q_e = Q_E Q_{BO}; \quad q_c = Q_C Q_{BO}; \quad q_f = Q_F Q_{BO}; \quad q_r = Q_R Q_{BO}. \tag{5.123}$$

Fiecare din sarcinile normalizate: q_e, q_c, q_f, q_r, vor fi tratate separat în cele ce urmează:

a) q_e. Calculul sarcinii Q_E (din definiția lui q_e) pleacă de la capacitatea diferențială de tranziție a joncțiunii emitor-bază (paragraful 5.2.5)

$$C_{te} = (\mathrm{d}Q_E/\mathrm{d}v_{B'E'})\Big|_{V_{B'E'}} \cdot \tag{5.124}$$

Atunci, sarcina Q_E are expresia

$$Q_E = \int_0^{V_{B'E'}} C_{te}(V)\,\mathrm{d}V. \tag{5.125}$$

Relația (5.125) poate fi tratată în două moduri. Primul, aproximativ, este extrem de intuitiv; se consideră capacitatea de tranziție constantă, egală cu valoarea sa medie, $\bar{C}_{te}$. Atunci

$$Q_E = \bar{C}_{te} V_{B'E'} \tag{5.126}$$

și

$$q_e = Q_E/Q_{BO} = \bar{C}_{te} V_{B'E'}/_{BO} = V_{B'E'}/V_B. \tag{5.127}$$

Notația V_B din relația (5. 127) se numește tensiune Late, prin asemănare cu tensiunea Early (V_A); definiția acestei tensiuni este

$$V_B = Q_{BO}/C_{te} = Q_{BO} \Big/ \left(\frac{1}{V_{B'E'}}\right) \int_0^{V_{B'E'}} C_{te}(V)\,\mathrm{d}V. \tag{5.128}$$

Avantajul acestei metode constă în descrierea simplă a componentei q_e, cu ajutorul unui singur parametru. Parametrul introdus, V_B, rezultă ca și tensiunea Early, dintr-o măsurătoare simplă

$$V_B = I_E(V_{B'E'} = 0)/g_{ro}, \tag{5.129}$$

unde g_{ro} reprezintă conductanța caracteristicilor statice în regim activ invers, adică $I_E = f(V_{EC})$ pentru $V_{BC} =$ const. (vezi, pentru similitudine figura 5.7). Acest mod simplu de tratare a mărimii q_e se folosește adesea în programele de calcul.

Pentru cazul în care se dorește o abordare mai exactă a mărimii q_e se apelează la modelul Gummel-Poon original [29] care utilizează un număr de patru parametri pentru definirea capacităților de tranziție (vezi și paragraful 5.3.6). În acest caz se definește o funcție de potențial V (normalizat) și de patru parametri $\boldsymbol{P}$ (P_1, P_2, P_3, P_4)

$$f(V, P) = P_3 \left\{ \frac{1}{(1 + P_4)^{P_2}} + \frac{V/P_1 - 1}{[(V/P_1 - 1)^2 + P_4]^{P_2}} \right\}. \tag{5.130}$$

Cu această funcție, mărimea q_e este dată de

$$q_e = f(qV_{B'E'}/kT,\ \boldsymbol{P}_E), \tag{5.130}$$

unde vectorul $\boldsymbol{P}_E$ reprezintă ansamblul celor 4 parametri, P_1, P_2, P_3 și P_4, specifici sarcinii Q_E. Determinarea experimentală a celor patru parametri reprezintă însă o sarcină mai dificilă.

b) q_c. Urmînd același mod de lucru ca la componenta q_e, se obține

$$q_c = \frac{Q_C}{Q_{BO}} = \frac{1}{Q_{BO}} \cdot \int_0^{V_{B'C'}} C_{tc}(V)\,\mathrm{d}V = \frac{\bar{C}_{tc} V_{B'C'}}{Q_{BO}} = \frac{V_{B'C'}}{V_A}. \tag{5.131}$$

unde, tensiunea Early are aici definiția

$$V_A = Q_{BO}/\bar{C}_{tc} = Q_{BO} \Big/ \frac{1}{V_{B'C'}} \cdot \int_0^{V_{B'C'}} C_{tc}(V)\,\mathrm{d}V, \tag{5.132}$$

Se poate demonstra ușor că definițiile (5.132) și (5.19) sînt echivalente. Ca urmare, și metoda de măsură a tensiunii V_A, descrisă în paragraful 5.1.3, rămîne valabilă și în acest model.

În cazul în care se dorește o precizie crescută, și aici se poate utiliza funcția f descrisă de (5.130), adică

$$q_c = f(qV_{B'C'}/kT, \boldsymbol{P}_C), \tag{5.133}$$

unde ansamblul celor patru parametri, $\boldsymbol{P}_C$, urmează a se determina experimental.

c) q_f. Calculul componentei q_f pleacă de la estimarea concentrației în exces $p_F' = p_F - N_A$. Conform ipotezei de neutralitate, excesul concentrației de goluri și de electroni (n_F') sînt egale; ca urmare, sarcina Q_F are expresia

$$Q_F = \int_{x_E}^{x_C} qA_{JE}p_F'(x)\,\mathrm{d}x \approx \int_{x_E}^{x_C} qA_{JE}n_F'(x)\,\mathrm{d}x. \tag{5.134}$$

Expresia aproximativă (5.134) a sarcinii Q_F este chiar sarcina notată cu Q_3 în paragraful 5.2.2 (fig. 5.16 *a*) și va fi calculată identic

$$Q_F \approx \tau_B I_{CC}. \tag{5.135}$$

Atunci, valoarea normalizată a sarcinii va fi

$$q_f = \frac{Q_F}{Q_{BO}} = \frac{\tau_B I_{CC}}{Q_{BO}} = \frac{\tau_B}{Q_{BO}} \cdot \frac{I_{SS}}{q_b} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{B'E'}}{kT}\right) - 1\right]. \tag{5.136}$$

Parametrul τ_B/Q_{BO} din expresia lui q_f va fi înlocuit cu un parametru ușor de determinat experimental, așa cum va rezulta la punctul (f) al prezentei secțiuni.

O extensie a modelului constă în considerarea creșterii timpului de tranzit în bază (τ_B) la nivele mari de curent. Cauzele acestui efect sînt prezentate în paragraful 5.2.2.B și sînt asociate unui efect global de extindere a bazei spre colector. La fel ca la modelul Ebers-Moll, se introduce un factor B care multiplică timpul de tranzit

$$q_f = B\frac{\tau_B}{Q_{BO}} \cdot \frac{I_{SS}}{q_b}\left[\exp\left(\frac{qV_{B'E'}}{kT}\right) - 1\right]. \tag{5.137}$$

Expresia factorului B, utilizat de modelul Gummel-Poon, va fi prezentată în secțiunea 5.3.5.

d) q_r. Procedînd similar ca la componenta q_f se obține

$$Q_R = \int_{x_E}^{x_C} qA_{JE}p_R'\,\mathrm{d}x \approx \int_{x_E}^{x_C} qA_{JE}n_R'\,\mathrm{d}x, \tag{5.138}$$

unde n_R' este concentrația în exces de electroni în bază generată de joncțiunea colector-bază, pentru $V_{B'E'} = 0$. Sarcina Q_R se asimilează cu sarcina Q_7 din figura 5.16 *b*. Ca urmare:

$$Q_R \approx Q_7 = \tau_{BR}I_{EC}, \tag{5.139}$$

iar sarcina normalizată q_r este

$$q_r = \frac{Q_R}{Q_{BO}} = \frac{\tau_{BR}}{Q_{BO}} \cdot \frac{I_{SS}}{q_b}\left[\exp\left(\frac{qV_{B'C'}}{kT}\right) - 1\right]. \tag{5.140}$$

Parametrul τ_{BR}/Q_{BO} va fi înlocuit la punctul (f) din secțiunea prezentă cu un parametru electric ușor măsurabil. Modelul Gummel-Poon nu ia în considerație un eventual efect de lărgire a bazei spre emitor la nivele mari de injecție.

e) **Relația de calcul pentru q_b.** Se observă că două din componentele sarcinii normalizate, q_f și q_r, depind chiar de toată sarcina q_b. De aceea. se fac notațiile:

$$q_1 = 1 + q_e + q_c \approx 1 + V_{B'E'}/V_B + V_{B'C'}/V_A \tag{5.141}$$

și

$$q_2 = \frac{\tau_B}{Q_{BO}} I_{SS}\left[\exp\left(\frac{qV_{B'E'}}{kT}\right) - 1\right] + \frac{\tau_{BR}}{Q_{BO}} I_{SS}\left[\exp\left(\frac{qV_{B'C'}}{kT}\right) - 1\right]. \tag{5.142}$$

Sarcina normalizată q_1 modelează efectele de modulare a grosimii bazei (Early și Late), iar q_2 — efectele la nivel mare de injecție. Ca urmare, expresia (5.122) a mărimii q_b devine

$$q_b = q_1 + q_2/q_b, \tag{5.143}$$

ceea ce reprezintă o ecuație de gradul doi în q_b; soluția convenabilă a aceste ecuații

$$q_b = q_1/2 + \sqrt{(q_1/2)^2 + q_2}. \tag{5.144}$$

Soluția de mai sus poate defini regimul de nivel mic și de nivel mare de injecție. Dacă

$$q_2 \ll q_1^2/4, \tag{5.145}$$

atunci relația (5.144) pentru q_b devine

$$q_b \approx q_1, \tag{5.146}$$

ceea ce înseamnă că se îndeplinește condiția de nivel mic de injecție. Nivel mare de injecție se obține dacă

$$q_2 \gg q_1^2/4, \tag{5.147}$$

în care caz

$$q_b \approx \sqrt{q_2}. \tag{5.148}$$

Această relație va fi folosită la punctul următor pentru a defini doi parametri măsurabili electric, în locul parametrilor τ_B/Q_{BO} și τ_{BR}/Q_{BO} din expresiile lui q_f și q_r.

f) **Soluția la nivele mari de injecție.** Pentru a simplifica analiza se va considera cazul $V_{B'C'} = 0$, iar $V_{B'E'}$ suficient de mare pentru a asigura nivel mare de injecție. Atunci, ținînd seamă de (5.142), relația (5.148) devine

$$q_b = \sqrt{q_2} \approx \sqrt{\tau_B I_{SS}/Q_{BO}} \cdot \exp(qV_{B'E'}/2kT). \tag{5.149}$$

Atunci expresia curentului de colector devine

$$I_C \approx (I_{SS}/q_b)\exp(qV_{B'E'}/kT) = \sqrt{Q_{BO}I_{SS}/\tau_B} \cdot \exp(qV_{B'E'}/2kT), \tag{5.150}$$

dependența $I_C - V_{B'E'}$ fiind similară cu cea oferită de modelul Ebers-Moll (relația (5.27)). Reluînd caracteristica de intrare a tranzistorului sub forma

dependenței ln $I_C - qV_{B'E'}/kT$ (fig. 5.26) se pun în evidență cele două asimptote ale curbei: cu panta 1/2 la nivele mari de injecție și cu panta 1 la nivele mici de injecție. Comportarea la nivele mici este dată de

$$I_C = I_{SS} \cdot \exp (qV_{B'E'}/kT), \tag{5.151}$$

rezultată din aproximația $q_b \approx q_1 \approx 1$ (vezi relațiile) 5.146) și (5.141)) în care s-a considerat $q_c = 0$ ($V_{B'C'} = 0$) și $q_e \approx 0$ (neglijarea efectului Late).

Cele două asimptote se intersectează în punctul unghiular K de coordonate (I_K, V_K). Întrucît acest punct este situat pe amîndouă comportările asimptotice, (5.150) și (5.151), se obține

$$I_K = \sqrt{Q_{BO}I_{SS}/\tau_B} \cdot \exp (qV_{B'E'}/2kT)$$

și (5.152)

$$I_K = I_{SS} \cdot \exp (qV_{B'E'}/kT). \tag{5.153}$$

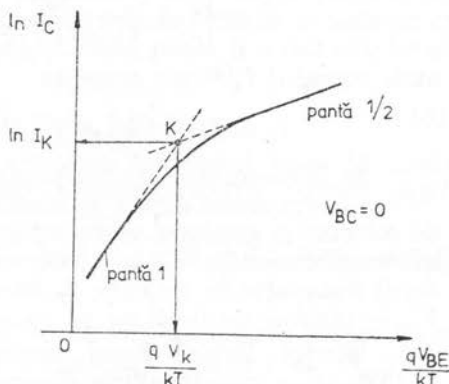


Fig. 5.26. – Definirea punctului unghiular $I_K - V_K$ din caracteristica de intrare a tranzistorului.

Ridicînd la pătrat relația (5.152) și împărțind-o la relația (5.153) se obține

$$I_K = Q_{BO}/\tau_B, \tag{5.154}$$

ceea ce reprezintă posibilitatea măsurării electrice simple a parametrului Q_{BO}/τ_B din expresia lui q_f.

Procedînd în mod asemănător cu tranzistorul operat invers ($V_{B'E'} = 0$) se definește punctul unghiular KR de coordonate (I_{KR}, V_{KR}) pe caracteristica de intrare inversă $I_E - V_{B'C'}$; se obține

$$I_{KR} = Q_{BO}/\tau_{BR}. \tag{5.154'}$$

g) **Exprimarea cu parametri măsurabili electric a sarcinii normalizate** q_b. Sintetizînd rezultatele obținute la punctele c), d), e) și f) rezultă

$$q_b = q_1/2 + \sqrt{(q_1/2)^2 + q_2}, \tag{5.155}$$

unde

$$q_1 = 1 + V_{B'E'}/V_B + V_{B'C'}/V_A; \tag{5.156}$$

$$q_2 = (BI_{SS}/I_K) \cdot [\exp (qV_{B'E'}/kT) - 1] + \\ + (I_{SS}/I_{KR}) \cdot [\exp (qV_{B'C'}/kT) - 1]. \tag{5.157}$$

Toți parametrii acestui model: V_A, V_B, I_{SS}, I_K, I_{KR}, pot fi măsurați din caracteristicile statice ale tranzistorului în conexiune directă și inversă. *Folosirea unor parametri măsurabili din caracteristicile reale ale tranzistorului face neimportante unele aproximări utilizate în calcule, cum sînt aproximația de golire, neutralitate, ionizare completă.*

5.3.5. Efectul de lărgire a bazei la nivele mari de injecție

În această secțiune se prezintă expresia m ltiplicatorului B din expresia sarcinii normalizate q_f, relația (5.137). Conform odelului original [29] expresia lui B este

$$B = \left[1 + \frac{r_w}{4(I_C/I_K)^2 + r_p}\left(\frac{\sqrt{I_4^2 + I_K^2 r_p} - I_4}{I_K}\right)^{n_p}\right]^2, \tag{5.158}$$

unde curentul I_4(*) are expresia

$$I_4 = I_C + [\Phi_C - V_{BC} - (kT/q)\ln(I_K/I_{SS})] \cdot I_K/V_{rp}. \tag{5.159}$$

Se folosesc, deci, patru parametri a căror semnificație este:

r_w — raportul dintre grosimea metalurgică a stratului epitaxial ocupat de colector și grosimea metalurgică a bazei; r_p — panta variației lui τ_B cu mărimea curentului I_C la nivele mari de injecție; n_p — panta variației (căderii) frecvenței de tranziție f_T, cu mărimea lui I_C la nivele mari de injecție; V_{rp} — căderea de tensiune pe rezistența serie a colectorului pentru $I_C = I_K$.

Efectul lărgirii bazei afectează atît caracteristicile statice (relația (5.137)) cît și caracteristicile dinamice, în același mod cu cel discutat în paragrafele 5.2.2.B și 5.2.5.

5.3.6. Modelarea capacităților de tranziție

Așa cum a rezultat din discuția modelului Ebers-Moll (paragraful 5.2.2.A), exprimarea capacităților de tranziție sub forma

$$C_t = C_{to}/(1 - V/\Phi)^m = C_{to}/v^m, \tag{5.160}$$

introduce o singularitate nedorită pentru $V = \Phi$; în relația de mai sus s-a considerat capacitatea de tranziție de semnal mic și s-a notat $v = 1 - V/\Phi$. Exprimarea exactă a capacităților de tranziție, C_{te} și C_{tc}, este echivalentă și cu calculul corect al sarcinilor Q_E și Q_C, conform relațiilor (5.125) și, respectiv, (5.132). Poon și Gummel, în lucrarea [31], au dat o dependență a capacității de tensiunea aplicată în funcție de patru parametri

$$C_t = \frac{C_{to}}{(v^2 + b)^{m/2}}\left(1 + \frac{m}{1 - m} \cdot \frac{b}{v^2 + b}\right), \tag{5.161}$$

cei patru parametri sînt C_{to}, Φ (prin v), m și b. Valorile acestora trebuie determinate astfel încît să se asigure o cît mai bună potrivire între curba teoretică și curba experimentală.

Folosind relația (5.161) în oricare din integralele (5.125) sau (5.126), se obține o sarcină, notată generic Q_t (care poate fi Q_E sau Q_C), de forma

$$Q_t = \frac{C_{to}\Phi}{1 - m}\left\{\frac{1}{(1 + b)^{m/2}} + \frac{V/\Phi - 1}{[(V/\Phi - 1)^2 + b]^{m/2}}\right\}. \tag{5.162}$$

Ținînd seama de relațiile (5.137) sau (5.133) se poate deduce imediat corespondența dintre parametrii P_1, P_2, P_3 și P_4 din funcția $f(V, \boldsymbol{P})$ — relația (5.130) — și parametrii C_{to}, Φ, m și b.

(*) În lucrarea originală [29] sînt folosite și notațiile I_1, I_2, I_3.

5.3.7. Modelarea rezistențelor serie

Cele trei rezistențe serie ale tranzistorului, r_b, r_c, r_e, pot fi considerate, într-o primă aproximație, constante. Totuși, dintre acestea, variația lui r_b cu nivelul curenților este cea mai importantă. Pentru aceasta rezistența serie a bazei se desparte într-o parte notată r_{ex}, care reprezintă rezistența porțiunii din bază din afara emitorului și o parte, sub emitor, care este afectată de nivelul de injecție. Valoarea acestei părți la nivel mic de injecție se notează cu r_b'. Atunci expresia rezistenței serie (totale) a bazei poate fi scrisă sub forma [32]

$$r_b = r_{ex} + r_b' \cdot Q_{BO}/Q_B = r_{ex} + r_b'/q_b. \tag{5.163}$$

Relația (5.163) pune în evidență scăderea rezistenței bazei la nivele mari de injecție prin fenomenul de modulare a conductivității regiunii bazei.

5.3.8. Comparație între modelul Gummel-Poon și modelul Ebers-Moll. Numărul parametrilor de model

O parte din elementele de comparație au fost prezentate în secțiunea de prezentare generală a modelului Gummel-Poon (paragraful 5.3.1), iar altele pe parcursul descrierii modelului, cum sînt: efectul Early, comportarea la nivel mare de injecție, factorul B, capacitățile de tranziție etc.; de aceea, nu vor fi reluate aici.

Menținînd comparația pe terenul regimului static, care reprezintă domeniul de fond al descrierii Gummel-Poon, se remarcă superioritatea acestuia prin tratarea unitară a fenomenelor din tranzistor față de tratarea separată și, eventual, ulterior asamblată oferită de modelul Ebers-Moll. În plus, modelul Gummel-Poon cuprinde și efectul Late. Acesta permite calculul pantei caracteristicii de transfer $\ln I_C - qV_{B'E'}/kT$; această pantă se notează cu n_E și are definiția

$$n_E^{-1} = (kT/qI_C) \cdot (\mathrm{d}I_C/\mathrm{d}V_{B'E'})\Big|_{V_{B'C'}=0} \,. \tag{5.164}$$

Dacă modelul Ebers-Moll consideră $n_E = 1$, în realitate valoarea lui n_E este ceva mai mare decît 1 și, de regulă, dependentă de mărimea curentului. Modelul Gummel-Poon oferă o valoare a coeficientului n_E de forma [29]

$$n_E = 1 / [1 - (kT/q)/(V_B + V_{B'E'})]; \tag{5.165}$$

este evident că în relația de mai sus, folosindu-se conceptul de tensiune Late (V_B), s-a considerat $C_{te} =$ const., conform relației (5.127).

Performanțele de acuratețe ale modelului Gummel-Poon se obțin, desigur, cu ajutorul unui volum mare de calcul. Chiar dacă numărul de parametri folosiți poate fi variabil, acest număr este întotdeauna mare. Astfel, pentru regimul de curent continuu se folosesc parametrii:

— pentru curentul I_{CT}: I_{SS}, I_K, I_{KR}, V_A, V_B (5 parametri);
— pentru curentul I_B: β_{FM}, β_{RM}, C_2, C_4, n_{EL}, n_{CL} (6 parametri);
— pentru factorul B: 4 parametri conform relației (5.158);
— rezistențele serie, r_b, r_c, r_e, sau r_b', r_{ex}, r_c, r_e (3 sau 4 parametri),

iar pentru capacitățile structurii:

— capacitățile de tranziție: 2 × 4 parametri (vezi relația (5.161));
— capacitățile de difuzie: τ_F și τ_R (2 parametri);
— capacitatea de substrat: un parametru.

Făcînd suma, rezultă un total maxim de 30 parametri. Programele actuale: gen SPICE, pentru analiza asistată de calculator a circuitelor integrate, utilizează un număr de 20÷25 parametri.

5.3.9. Modelul Gummel-Poon liniarizat

Aşa cum este cunoscut, descrierea tranzistorului prin orice model de curent continuu, deci şi prin modelul Gummel-Poon, se face cu ajutorul unor relaţii neliniare între curenţi şi tensiune.

Într-un circuit electronic cu topologie cunoscută, la care se dau tensiunile sau curenţii aplicaţi din exterior, se pot determina toate mărimile electrice interne prin rezolvarea sistemului de ecuaţii corespunzător (teoreme Kirchhoff, teoreme pentru potenţiale la noduri etc.). Deoarece elementele circuitului echivalent Gummel-Poon sînt neliniare, sistemul de ecuaţii rezultat va fi *neliniar* şi, în consecinţă, foarte greu de rezolvat. Se caută, atunci, să se liniarizeze circuitul echivalent într-un punct de funcţionare dat.

Deşi procedura de liniarizare este asemănătoare celei pentru modelele de semnal mic (paragraful 5.2.5), în cazul de faţă nu interesează numai variaţiile mărimilor electrice, ci mărimile de curent continuu. Cu ajutorul acestui model se pot calcula curenţi continui în funcţie de curenţi de referinţă (sau de la iteraţia anterioară) prin aproximarea dependenţelor curent-tensiune reale cu tangentele la curbe (tehnica dezvoltării în serie).

Pentru exemplificare se vor considera ecuaţiile de curent continuu ale tranzistorului intrinsec (tranzistor fără rezistenţe serie), la care, pentru simplificarea scrierii, se vor folosi tensiunile V_{BE} şi V_{BC} în loc de $V_{B'E'}$ şi $V_{B'C'}$:

$$I_C = I_{CT} - I_\mu; \quad I_B = I_\pi + I_\mu; \quad I_E = -I_{CT} - I_\pi, \tag{5.166}$$

unde:

$$I_{CT} = I_{CC} - I_{EC} = (I_{SS}/q_b)\cdot[\exp(qV_{BE}/kT) - 1] - \\ - (I_{SS}/q_b)\cdot[\exp(qV_{BC}/kT) - 1]; \tag{5.167}$$

$$I_\pi = (I_{SS}/\beta_{FM})\cdot[\exp(qV_{BE}/kT) - 1] + C_2 I_{SS}\cdot[\exp(qV_{BE}/n_{EL}kT) - 1]; \tag{5.168}$$

$$I_\mu = (I_{SS}/\beta_{RM})\cdot[\exp(qV_{BC}/kT) - 1] + C_4 I_{SS}\cdot[\exp(qV_{BC}/n_{CL}kT) - 1]. \tag{5.169}$$

Sarcina normalizată, q_b, este la rîndul ei funcţie neliniară de tensiunile V_{BE} şi V_{BC}:

$$q_b = q_1/2 + \sqrt{(q_1/2)^2 + q_2};$$

$$q_1 = 1 + V_{BE}/V_B + V_{BC}/V_A; \tag{5.170}$$

$$q_2 = (BI_{SS}/I_K)\cdot[\exp(qV_{BE}/kT) - 1] + (I_{SS}/I_{KR})\cdot[\exp(qV_{BC}/kT) - 1].$$

Componentele I_π şi I_μ preluate de la modelul Ebers-Moll folosesc $I_S = I_{SS} =$ $=$const., fără corecţia lui q_b.

Fiecare din cele trei componente, I_{CT}, I_π şi I_μ se vor dezvolta în serie în jurul unui punct static de funcţionare, caracterizat de tensiunile V_{BEO} şi V_{BCO} şi se vor opri numai termenii liniari; acest punct se va nota cu 0. Pentru curentul de transport

$$I_{CT} = I_{CT}(V_{BE}, V_{BC}) \approx I_{CT}(V_{BEO}, V_{BCO}) + (\partial I_{CT}/\partial V_{BE})|_0 (V_{BE} - V_{BEO}) + \\ + (\partial I_{CT}/\partial V_{BC})|_0 (V_{BC} - V_{BCO}). \tag{5.171}$$

Făcînd notațiile:

$$I_{CTN} = I_{CTO} - (\partial I_{CT}/\partial V_{BE})|_o \cdot V_{BEO} - (\partial I_{CT}/\partial V_{BC})|_o \cdot V_{BCO}; \quad (5.172)$$

$$G_{MF} = (\partial I_{CT}/\partial V_{BE})|_o; \quad (5.173)$$

$$G_{MR} = (\partial I_{CT}/\partial V_{BC})|_o, \quad (5.174)$$

unde $I_{CTO} = I_{CT}(V_{BEO}, V_{BCO})$, relația (5.171) devine:

$$I_{CT} = I_{CTN} + G_{MF}V_{BE} + G_{MR}V_{BC}. \quad (5.175)$$

Mărimile I_{CTN}, G_{MF} și G_{MR} se pot calcula folosind relațiile (5.167) și (5.170). Semnificația acestor mărimi este prezentată în figura 5.27 pentru un caz particular, și anume pentru $V_{BC} = 0$.

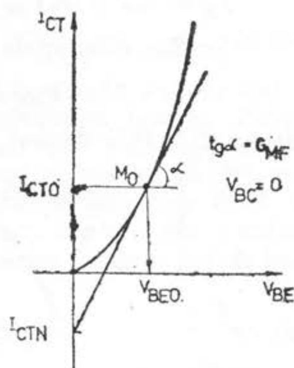


Fig. 5.27. — Liniarizarea caracteristicii $I_{CT} = f(V_{BE})$ pentru $V_{BC} = 0$.

Dezvoltînd în serie de puteri curentu I_π și păstrînd numai termenii liniari, se obține:

$$I_\pi = I_\pi(V_{BE}) = I_{\pi 0} + (\mathrm{d}I_\pi/\mathrm{d}V_{BE})|_o (V_{BE} - V_{BEO}). \quad (5.176)$$

Făcînd notațiile

$$I_{\pi N} = I_{\pi 0} - (\mathrm{d}I_\pi/\mathrm{d}V_{BE})|_o \cdot V_{BEO} \quad (5.177)$$

și

$$G_\pi = (\mathrm{d}I_\pi/\mathrm{d}V_{BE})|_o, \quad (5.178)$$

relația (5.176) devine

$$I_\pi = I_{\pi N} + G_\pi V_{BE}. \quad (5.179)$$

Procedînd în mod analog pentru curentul I_μ, se obține

$$I_\mu = I_{\mu N} + G_\mu V_{BC}, \quad (5.180)$$

unde:

$$I_{\mu N} = I_{\mu 0} - (\mathrm{d}I_\mu/\mathrm{d}V_{BC})|_o V_{BCO}; \quad (5.181)$$

$$G_\mu = (\mathrm{d}I_\mu/\mathrm{d}V_{BC})|_o. \quad (5.182)$$

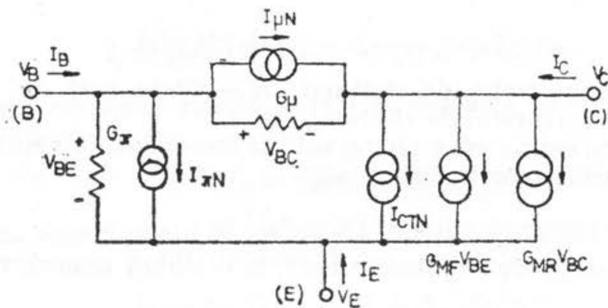


Fig. 5.28. — Circuitul echivalent Gummel-Poon liniarizat.

Pe baza relațiilor (5.175), (5.179) și (5.180) se stabilește circuitul echivalent liniarizat, prezentat în figura 5.28. Potențialele V_B, V_C și V_E se raportează la potențialul substratului.

Pe baza circuitului echivalent liniarizat se deduce matricea circuitului care leagă matricea curenților (I_C, I_B, I_E) de matricea tensiunilor la borne (V_C, V_B, V_E). Pentru aceasta se aplică teorema lui Kirchhoff la nodurile C, B și E:

$$\begin{aligned} &I_C - I_{CTN} - G_{MF}V_{BE} - G_{MR}V_{BC} + I_{\mu N} + G_{\mu}V_{BC} = 0; \\ &I_B - I_{\pi N} - G_{\pi}V_{BE} - I_{\mu N} - G_{\mu}V_{BC} = 0; \\ &I_E + I_{\pi N} + G_{\pi}V_{BE} + I_{CTN} + G_{MF}V_{BE} + G_{MR}V_{BC} = 0. \end{aligned} \tag{5.183}$$

Scriind diferențele de potențial sub forma:

$$V_{BE} = V_B - V_E \text{ și } V_{BC} = V_B - V_C,$$

sistemul (5.183) devine (sub formă matriceală):

$$\begin{bmatrix} G_{\mu} - G_{MR} & G_{MF} + G_{MR} - G_{\mu} & -G_{MF} \\ -G_{\mu} & G_{\pi} + G_{\mu} & -G_{\pi} \\ G_{MR} & -G_{\pi} - G_{MF} - G_{MR} & G_{\pi} + G_{MR} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} V_C \\ V_B \\ V_E \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} -I_{CTN} + I_{\mu N} \\ -I_{\mu N} - I_{\pi N} \\ I_{CTN} + I_{\pi N} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} I_C \\ I_B \\ I_E \end{bmatrix}. \tag{5.184}$$

Această descriere matriceală *liniară* a tranzistorului permite calculul oricărei rețele de tranzistoare, rezistențe și surse de tensiune sau curent, prin rezolvarea unui sistem de ecuații liniare.

5.4. Modelul de control prin sarcină

Acest model descrie tranzistorul în regim continuu sau variabil prin intermediul sarcinilor stocate în tranzistor [1, 5, 14]. *Acest punct de vedere este util în studiul proceselor de comutație unde interesează mai puțin o descriere exactă a regimului de curent, ci interesează timpii de stabilire/restabilire a sarcinilor din structură, adică timpii de comutare.*

Punctul de plecare a modelului îl constituie ecuația de continuitate pentru purtătorii minoritari în bază, de exemplu electronii într-un tranzistor *npn*.

$$\partial n/\partial t = -R + (1/q)\cdot(\mathrm{d}j_n/\mathrm{d}x), \tag{5.185}$$

unde n este concentrația de electroni; R — viteza netă de recombinare; j_n — densitatea curentului de electroni.

Admițînd o exprimare a vitezei nete de recombinare cu ajutorul timpului de viață al purtătorilor în exces (τ_n)

$$R = (n - n_0) / \tau_n \tag{5.186}$$

n_0 este concentrația de electroni în bază, la echilibru termic), relația (5.185) devine:

$$\partial n/\partial t = -(n - n_0)/\tau_n + (1/q)\cdot(\mathrm{d}j_n/\mathrm{d}x). \tag{5.187}$$

Această relație se înmulțește cu aria tranzistorului (A_{JE}, în model unidimensional) și se integrează între limitele bazei x_E și x_C. Se obține

$$i_{nE} - i_{nC} = Q/\tau_n + \mathrm{d}Q/\mathrm{d}t, \tag{5.188}$$

unde i_{nE} este curentul de electroni la limita dinspre emitor a bazei, i_{nC} — curentul de electroni la limita dinspre colector a bazei, iar Q — sarcina electronilor din bază, în exces, dată de

$$Q = qA_{JE}\int_{x_E}^{x_C} (n - n_0)\,\mathrm{d}x. \qquad (5.189)$$

Diferența $i_{nE} - i_{nC}$ reprezintă componenta de recombinare în bază a curentului de electroni, i_{Br}; deci

$$i_{Br} = Q/\tau_n + \mathrm{d}Q/\mathrm{d}t. \qquad (5.190)$$

Inițial, modelul de control prin sarcină a fost descris în anii de vîrf ai tehnologiei tranzistoarelor aliate la care se putea aproxima $i_B \approx i_{Br}$. Pentru tranzistoarele moderne această aproximație nu mai este valabilă; ea este totuși păstrată făcîndu-se corecția în membrul drept al relației (5.190) prin înlocuirea lui τ_n cu un timp echivalent, notat τ. Acest timp ține cont de recombinarea din bază, din regiunea de sarcină spațială a joncțiunii emitor bază și din emitor. În felul acesta, valoarea instantanee a curentului de bază are expresia

$$i_B = Q/\tau + \mathrm{d}Q/\mathrm{d}t. \qquad (5.191)$$

Această relație pune în evidență faptul că mărimea curentului injectat în bază suplinește purtătorii care se recombină și asigură variația sarcinii din bază (efectul capacităților de difuzie). Parametrul τ își poate pierde semnificația fizică și devine un parametru măsurabil din experiment astfel încît să descrie cît mai exact regimul de comutare. Relația (5.191) se detaliază pentru a putea scrie ecuațiile curenților de emitor și de colector. Pentru aceasta, se aplică principiul superpoziției efectelor celor două joncțiuni în sensul

$$Q = Q_f + Q_r, \qquad (5.192)$$

unde componenta Q_f este determinată de tensiunea V_{BE}, pentru $V_{BC} = 0$, iar Q_r este determinată de tensiunea V_{BC}, pentru $V_{BE} = 0$(*). Pentru fiecare din aceste sarcini se atribuie un parametru (timp de viață echivalent), respectiv τ_f și τ_r. În felul acesta, ecuația curentului de bază prin metoda sarcinii devine

$$i_b = Q_f/\tau_f + \mathrm{d}Q_f/\mathrm{d}t + Q_r/\tau_r + \mathrm{d}Q_r/\mathrm{d}t. \qquad (5.193)$$

În regim staționar, relația (5.193) dă valoarea de curent continuu a curentului de bază, I_B:

$$I_B = Q_f/\tau_f + Q_r/\tau_r. \qquad (5.194)$$

Pe baza acestei relații se pot scrie expresiile de curent continuu ale curenților de colector, I_C, și de emitor, I_E:

$$I_C = \beta_F \cdot Q_f/\tau_f - (1 + \beta_R) \cdot Q_r/\tau_r; \qquad (5.195)$$

$$I_E = \beta_R \cdot Q_r/\tau_r - (1 + \beta_F) \cdot Q_f/\tau_f. \qquad (5.196)$$

(*) În modelul Gummel-Poon s-au definit sarcinile Q_F și Q_R, dar acestea se refereau la *purtători majoritari*. Din punct de vedere cantitativ, datorită neutralității bazei, $Q_f \approx Q_F$ și $Q_r \approx Q_R$.

Pentru valorile instantanee, i_C şi i_E, trebuie adăugaţi curenţii de asigurare a variaţiei sarcinilor Q_r, respectiv Q_f:

$$i_C = \beta_F \cdot Q_f/\tau_f - (1 + \beta_R) \cdot Q_r/\tau_r - \mathrm{d}Q_r/\mathrm{d}t; \tag{5.197}$$

$$i_E = \beta_R \cdot Q_r/\tau_r - (1 + \beta_F) \cdot Q_f/\tau_f - \mathrm{d}Q_f/\mathrm{d}t. \tag{5.198}$$

Ecuaţiile (5.193), (5.197) şi (5.198) constituie modelul de control prin sarcină. Sarcinile Q_f şi Q_r depind de tensiunile aplicate celor două joncţiuni(*) după legile:

$$Q_f = Q_{f0} \cdot [\exp(qV_{BE}/kT) - 1]; \tag{5.199}$$

$$Q_r = Q_{r0} \cdot [\exp(qV_{BC}/kT) - 1], \tag{5.200}$$

unde Q_{f0} şi Q_{r0} se pot determina experimental.

O îmbunătăţire suplimentară se poate obţine adăugînd componentele curenţilor necesare pentru variaţia sarcinilor din regiunile de tranziţie ale joncţiunilor Q_{tE} şi Q_{tC} (efectul capacităţilor de tranziţie). Atunci, sistemul complet al ecuaţiilor modelului sarcinii este:

$$\begin{aligned} i_B &= Q_f/\tau_f + \mathrm{d}Q_f/\mathrm{d}t + Q_r/\tau_r + \mathrm{d}Q_r/\mathrm{d}t + \mathrm{d}Q_{tE}/\mathrm{d}t + \mathrm{d}Q_{tC}/\mathrm{d}t; \\ i_C &= \beta_F \cdot Q_f/\tau_f - (1 + \beta_R) \cdot Q_r/\tau_r - \mathrm{d}Q_r/\mathrm{d}t - \mathrm{d}Q_{tC}/\mathrm{d}t; \\ i_E &= \beta_R \cdot Q_r/\tau_r - (1 + \beta_F) \cdot Q_f/\tau_f - \mathrm{d}Q_f/\mathrm{d}t - \mathrm{d}Q_{tE}/\mathrm{d}t. \end{aligned} \tag{5.201}$$

În acest model, β_F şi β_R se consideră valori constante de curent continuu.

5.5. Modelul distribuit (Linvill)

Rezolvarea analitică a ecuaţiilor de transport şi de continuitate în regim variabil — de exemplu, pentru comutaţia tranzistorului — conduce la ecuaţii diferenţiale cu derivate parţiale, relativ greu de rezolvat. Modelul distribuit transformă aceste ecuaţii în ecuaţii cu derivate ordinare, folosind un model similar cu cel utilizat în propagarea semnalelor pe linii lungi. Modelul se aplică pentru regiunile neutre ale joncţiunilor *pn* în condiţii de nivel mic de injecţie [33].

Pentru un tranzistor se consideră regiunea neutră a bazei unde se scriu ecuaţiile de transport şi de continuitate pentru purtătorii minoritari (electroni pentru un tranzistor *npn*):

$$I_n = -A_{JE} q D_n \cdot \partial n_p/\partial x; \tag{5.202}$$

$$\partial n_p/\partial t = -(n_p - n_{p0})/\tau_n + (1/qA_{JE}) \cdot (\partial I_n/\partial x). \tag{5.203}$$

Se observă că s-a neglijat componenta de cîmp a curentului electric al purtătorilor minoritari, situaţie corespunzătoare nivelului mic de injecţie. Notînd cu

$$n'_p = n_p - n_{p0}, \tag{5.204}$$

concentraţia de purtători minoritari în exces, ecuaţiile (5.202) şi (5.203) devin:

$$-I_n = qA_{JE}D_n \cdot \partial n'_p/\partial x; \tag{5.205}$$

$$\partial I_n/\partial x = (qA_{JE}/\tau_n) \cdot n'_p + qA_{JE} \cdot \partial n'_p/\partial t. \tag{5.206}$$

(*) Dacă se ţine seama de rezistenţele serie, tensiunile V_{BE} şi V_{BC} se înlocuiesc cu tensiunile $V_{B'E'}$, şi $V_{B'C'}$.

Considerînd o secțiune finită, de grosime Δx din regiunea bazei, ecuațiile de mai sus se scriu cu diferențe finite:

$$-I_N = (qA_{JE}/\Delta x)\cdot D_n\Delta n'_p; \qquad (5.207)$$

$$\Delta I_N = (qA_{JE}/\tau_n)\cdot \Delta x n'_p + qA_{JE}\Delta x\cdot dn'_p/dt. \qquad (5.208)$$

În acest fel, singurele derivate care mai rămîn sînt cele în raport cu timpul. Sistemul de ecuații (5.207), (5.208) sugerează o similitudine cu ecuațiile pentru o secțiune Δx a unei linii de transmisii cu constante distribuite (vezi figura 5.29). Corespondența între mărimi este următoarea

— curent (i) — curent $(-I_n)$;

— potențial (V) — concentrația purtătorilor în exces (n'_p);

— conductanță serie specifică (g_s) — $qA_{JE}D_n$;

— conductanță paralel specifică (g_p)—qA_{JE}/τ_n;

— capacitate specifică (C) — qA_{JE}.

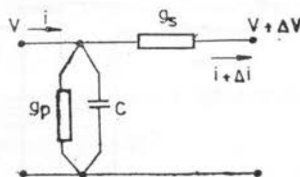


Fig. 5.29. — Schema echivalentă pentru o secțiune Δx dintr-o linie de transmisie cu constante distribuite.

Deși analogia cu o rețea electrică este extrem de utilă întrucît se studiază ușor comportarea în regim variabil, modelul propune alte elemente de circuit cu următoarele denumiri:

— combinanță: $H_C\Delta x = qA_{JE}/\tau_n\,\Delta x$; (5.209)

— stocanță: $S\Delta x = qA_{JE}\Delta x$; (5.210)

— difuzanță: $H_d/\Delta x = qA_{JE}D_n/\Delta x$. (5.211)

Schema unei secțiuni Δx din grosimea bazei, cu simbolurile propuse pentru cele 3 elemente este prezentată în figura 5.30. Precizia de calcul crește pe măsură ce numărul de secțiuni ale regiunii neutre a bazei crește. La cele

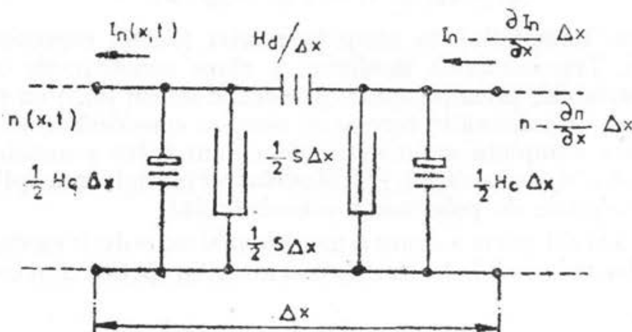


Fig. 5.30. — Modelul Linvill pentru o secțiune Δx a regiunii neutre a bazei.

două capete ale regiunii neutre a bazei, $x = x_E$ și $x = x_C$, se cunosc concentrațiile de electroni în exces:

$$n'_p(x_E, t) = n_{p0}[\exp(qv_{B'E'}(t)/kT) - 1]; \qquad (5.212)$$

$$n'_p(x_C, t) = n_{p0}[\exp(qv_{B'C'}(t)/kT) - 1]. \qquad (5.213)$$

Modelul complet ține seama și de rezistențele serie ale tranzistorului, r_b, r_c, r_e, și de capacitățile de tranziție, C_{tE} și C_{tC}; acest model este prezentat în figura 5.31. Capacitățile de tranziție nu se leagă „electric" la bornele „liniei Linvill" deoarece capacitățile de tranziție au la borne tensiunile aplicate pe

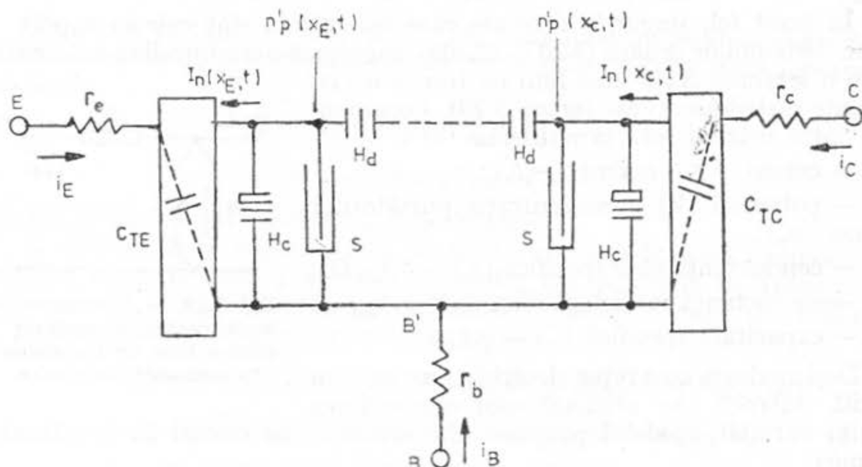


Fig. 5.31. — Modelul Linvill complet pentru regiunea bazei unui tranzistor cu rezistențe serie și capacități de tranziție.

joncțiuni, pe cînd elementele combinanță și stocanță au la „borne" concentrația de electroni în exces, n_p'. Legătura dintre curenții la bornele tranzistorului și curenții I_n de la bornele „liniei Linvill" este:

$$-i_E = I_n(x_E, t) + C_{tE}\cdot \mathrm{d}v_{B'E'}/\mathrm{d}t; \qquad (5.214)$$

$$i_C = I_n(x_C, t) - C_{tC}\cdot \mathrm{d}v_{B'C'}/\mathrm{d}t. \qquad (5.215)$$

Neglijarea termenului de cîmp în relația (5.202) reprezintă adesea o sursă de erori. Tranzistoarele moderne, a căror concentrație de impurități în bază este variabilă, prezintă un cîmp electric intern ($\mathcal{E}_{int}$) cu rol accelerant pentru electroni. În măsura în care acest cîmp se consideră constant, modelul Linvill se poate completa cu o sursă de curent între punctele x_E și x_C de valoare $qA_{JE}\mu_n\mathcal{E}_{int}[n_p(x_E) + n_p(x_C)]/2$. Modelul nu se poate însă aplica dacă acest cîmp electric depinde de polarizarea tranzistorului.

Modelul Linvill poate asigura o precizie mai mare decît modelul de control prin sarcină, dar volumul de lucru este mai mare, în special cînd crește numărul de secțiuni.

Bibliografie

1. M. Drăgănescu, *Procese electronice în dispozitive semiconductoare de circuit*, Edit. Academiei, București, 1972.
2. D. Dascălu, A. Rusu, M. Profirescu, I. Costea, *Dispozitive și circuite electronice*, Edit. Didactică și Pedagogică, București, 1982.
3. C. Bulucea, M. Vais, H. Profeta, *Circuite integrate liniare*, Edit. Tehnică, București, 1976.
4. A. S. Grove, *Fizica și tehnologia dispozitivelor semiconductoare*, Edit. Tehnică, București, 1973.

6. MODELAREA FENOMENULUI DE STRĂPUNGERE

Străpungerea dispozitivelor electronice reprezintă un regim de funcționare de mare interes. Acest regim trebuie privit atît sub aspectul posibilității distrugerii dispozitivului, caz în care regimul normal de lucru trebuie ales la o distanță sigură față de străpungere, cît și sub aspect funcțional, avînd în vedere numeroase dispozitive care lucrează la străpungere, cum sînt de exemplu, diodele stabilizatoare de tensiune, diodele Impatt, Baritt etc.

Definirea fenomenului de străpungere se face la nivelul caracteristicilor electrice. Considerînd un dispozitiv electronic multiterminal (fig. 6.1), străpungerea referitoare la terminalul k constă în creșterea bruscă și foarte puternică a curentului I_k la o tensiune $V_{BR,k}$. Tensiunea $V_{BR,k}$ poartă denumirea de tensiune de străpungere referitoare la terminalul k și depinde de modul de polarizare a celorlalte terminale. Cauzele fenomenului de străpungere pot fi: multiplicarea purtătorilor de sarcină datorită fenomenului de ionizare prin impact; efectul tunel; emisia peste barieră prin efect de cîmp longitudinal sau, mai scurt, efectul de pătrundere; instabilități termice.

Capitolul de față va prezenta aspecte ale fenomenului de străpungere generat de primele trei cauze: nu vor fi tratate străpungerea secundară și ambalarea termică, fenomene determinate de instabilități termice.

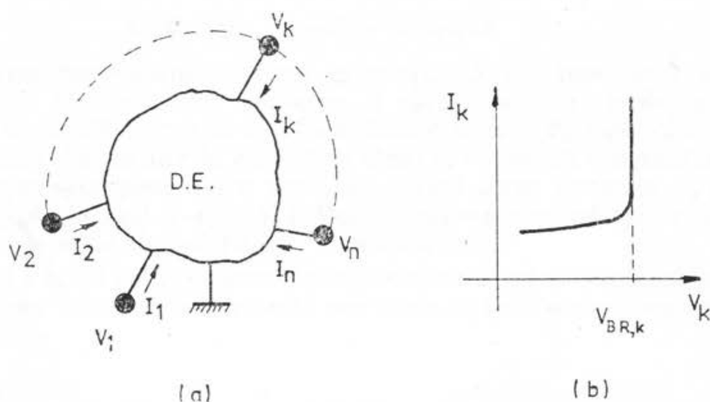


Fig. 6.1. — Definirea fenomenului de străpungere în raport cu un terminal al unui dispozitiv electronic; *a* — dispozitiv electronic (D.E.) cu *n* terminale; *b* — definirea tensiunii de străpungere $V_{BR,k}$.

Străpungerea dispozitivelor semiconductoare poate fi studiată de ecuațiile generale descrise în capitolul 2 în mod unitar alături de celelalte regimuri de funcționare. Totuși, studiul străpungerii se preferă a fi făcut separat avînd în vedere atît particularitățile de calcul cît și de fenomene fizice.

6.1. Teoria fundamentală a fenomenului de străpungere

6.1.1. Multiplicarea purtătorilor de sarcină datorită ionizării prin impact

Fenomenul de multiplicare a purtătorilor de sarcină este asociat deplasării electronilor sau golurilor în cîmpuri electrice intense. La o anumită valoare a intensității cîmpului electric, energia unui purtător de sarcină este suficientă astfel ca, prin ciocnire cu un atom al rețelei cristaline, să genereze o pereche electron-gol. Acțiunea de ionizare prin șoc este descrisă cantitativ prin coeficienții de ionizare α_n și α_p; acești coeficienți au semnificația numărului de perechi electron-gol generate sub acțiunea ciocnirii de către un electron α_n, sau de către un gol, α_p, pe unitatea de lungime [1].

Coeficienții de ionizare depind puternic de intensitatea cîmpului electric $\mathscr{E}$; deși modelele fizice avansate [2] dau o exprimare riguroasă a dependenței de cîmp pentru coeficienții de ionizare, se preferă expresii empirice [3]. Rezultatele obținute provin din experiențe de fotomultiplicare a purtătorilor în joncțiuni pn sau chiar din măsurători ale tensiunilor de străpungere pe dispozitive test. În felul acesta se obțin concordanțe bune între teorie și experiment [4— 9]. Dependența coeficienților de ionizare de intensitatea cîmpului electric (considerat în modul) este de forma [3]:

$$\alpha_n = A_n \exp\left(-B_n/|\mathscr{E}|\right); \tag{6.1}$$

$$\alpha_p = A_p \exp\left(-B_p/|\mathscr{E}|\right), \tag{6.1'}$$

unde A_n, A_p, B_n și B_p sînt constante. Valorile acestor constante pentru siliciu sînt prezentate în tabelul 6.1 după rezultatele obținute de diferiți autori [4, 5, 6, 7]. Cele mai bune potriviri între calcule și valori experimentale se obțin pentru valorile coeficienților de ionizare dați de Overstraeten și DeMan [4, 8, 9].

În calculele privind regimul de străpungere interesează și dependența de temperatură a coeficienților de ionizare. Pentru un cîmp electric dat, coeficienții de ionizare scad odată cu creșterea temperaturii. În figura 6.2 se prezintă dependența coeficienților de ionizare pentru electron în funcție de inversul intensității cîmpului electric, la diverse temperaturi [10].

Calculul tensiunii de străpungere generată de multiplicarea purtătorilor de sarcină se va face la început în cadrul unui model unidimensional (fig. 6.3). Pentru aceasta se pleacă de la ecuațiile de continuitate ale purtătorilor de sarcină; se va exemplifica pentru cazul golurilor, pentru electroni procedîndu-se analog

$$\partial p/\partial t = G - R_p - (1/q)\cdot(\partial j_p/\partial x), \tag{6.2}$$

unde G este viteza totală de generare a perechilor electron-gol (generare prin impact, prin absorbția radiației electromagnetice etc.), R_p — viteza netă de recombinare termică, j_p — densitatea curentului de goluri.

Ecuația (6.2) va fi integrată de-a lungul regiunii cu cîmp electric nenul, $x \in (0, W)$ — vezi figura 6.3; în afara acestei regiuni intensitatea cîmpului electric se consideră nulă.

Pe baza definiției coeficienților de ionizare se poate da expresia vitezei de generare a perechilor electron-gol create de ionizarea prin impact, G_i,

adică numărul de perechi electron-gol generate în unitatea de volum şi de timp într-un punct al semiconductorului

$$G_i = \alpha_n n \,|v_{nt}| + \alpha_p p \,|v_{pt}|, \tag{6.3}$$

unde n şi p reprezintă concentraţiile de purtători, iar v_{nt} şi v_{pt} — vitezele lor totale, datorate atît cîmpului electric cît şi a altor cauze (difuzie, cîmp

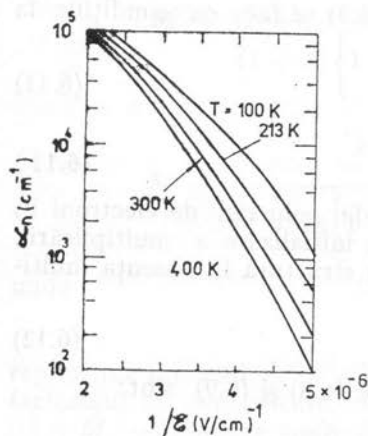


Fig. 6.2. — Dependenţa coeficientului de ionizare pentru electron de inversul intensităţii cîmpului electric, la diverse temperaturi.

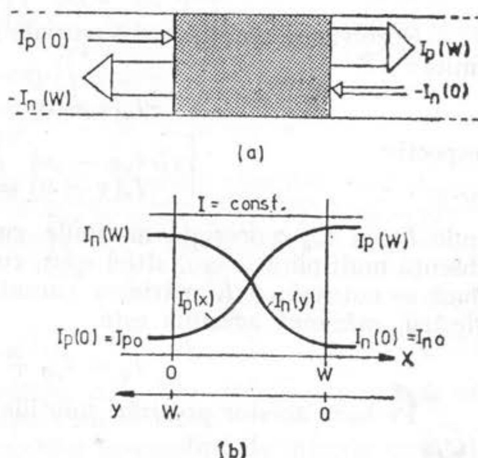


Fig. 6.3. — Model unidimensional pentru studiul multiplicării purtătorilor de sarcină în cîmp electric.

magnetic etc.). Neglijînd celelalte cauze de generare a perechilor electron-gol, se consideră $G = G_i$. Expresia vitezei de generare se leagă de mărimile curenţilor prin structură prin relaţiile [11] (vezi şi paragraful 2.1.2):

$$j_p = qpv_{pt} = qp\,|v_{pt}|; \tag{6.4}$$

$$j_n = -qnv_{nt} = qn\,|v_{nt}|. \tag{6.4'}$$

Ca urmare, expresia vitezei de generare a perechilor electron-gol se poate scrie:

$$G = (1/q)\cdot(\alpha_n j_n + \alpha_p j_p). \tag{6.5}$$

În privinţa vitezei nete de recombinare termică (R_p), pentru început se va considera o valoare nulă, ulterior urmînd a se discuta efectele acesteia asupra fenomenului studiat. Considerînd şi cazul staţionar ($\partial p/\partial t = 0$), ecuaţia (6.2) devine

$$\mathrm{d}j_p/\mathrm{d}x = \alpha_p j_p + \alpha_n j_n. \tag{6.6}$$

Înmulţind ecuaţia de mai sus cu aria secţiunii transversale se obţine o exprimare în funcţie de curenţii prin structură, I_p şi I_n; notînd cu I valoarea curentului total

$$I = I_p + I_n = \text{const.}, \tag{6.7}$$

ecuaţia (6.6) devine

$$\mathrm{d}I_p/\mathrm{d}x + (\alpha_n - \alpha_p)I_p = \alpha_n I. \tag{6.8}$$

O ecuație similară se obține pentru electroni

$$\mathrm{d}I_n/\mathrm{d}y + (\alpha_p - \alpha_n)I_n = \alpha_p I, \tag{6.9}$$

unde axa y are sens contrar axei x și are originea în $x = W$ (vezi figura 6.3), sau

$$y = W - x. \tag{6.10}$$

Rezolvarea ecuațiilor diferențiale (6.8) și (6.9) se face cu condițiile la limită:

$$I_p(x = 0) = I_{p0}, \tag{6.11}$$

respectiv

$$I_n(y = 0) = I_{n0}, \tag{6.11'}$$

unde I_{p0} și I_{n0} reprezintă mărimile curenților de goluri și de electroni în absența multiplicării sau, altfel spus, curenții de inițializare a multiplicării. Dacă se notează cu I_0 mărimea curentului prin structură în absența multiplicării, mărimea acestuia este

$$I_0 = I_{p0} + I_{n0}. \tag{6.12}$$

Pe baza acestor precizări soluțiile ecuațiilor (6.8) și (6.9) sînt:

$$I_p(x) = \frac{I_{p0} + \int_0^x \alpha_n I \cdot \exp\left[\int_0^{x'} (\alpha_n - \alpha_p)\,\mathrm{d}x''\right]\mathrm{d}x'}{\exp\left[\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p)\,\mathrm{d}x'\right]}; \tag{6.13}$$

$$I_n(y) = \frac{I_{n0} + \int_0^y \alpha_p I \cdot \exp\left[\int_0^{y'} (\alpha_p - \alpha_n)\,\mathrm{d}y''\right]\mathrm{d}y'}{\exp\left[\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n)\,\mathrm{d}x'\right]}. \tag{6.14}$$

Cunoscînd că I reprezintă valoarea curentului total prin structură în prezența multiplicării purtătorilor (constant în raport cu coordonatele x sau y), se observă relațiile

$$I = I_p(x) + I_n(y) = I_{p0} + I_n(W) = I_{n0} + I_p(W). \tag{6.15}$$

Calculînd $I_n(W)$ și $I_p(W)$ cu ajutorul relațiilor (6.13) și (6.14) se obțin următoarele expresii echivalente pentru curentul total prin structură [5]:

$$I = \frac{I_{p0} + I_{n0} \cdot \exp\left[\int_0^W (\alpha_n - \alpha_p)\,\mathrm{d}x\right]}{1 - \int_0^W \alpha_p \cdot \exp\left[\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p)\,\mathrm{d}x'\right]\mathrm{d}x}; \tag{6.16}$$

$$I = \frac{I_{n0} + I_{p0} \cdot \exp\left[\int_0^W (\alpha_p - \alpha_n)\,\mathrm{d}y\right]}{1 - \int_0^W \alpha_n \cdot \exp\left[\int_0^y (\alpha_p - \alpha_n)\,\mathrm{d}y'\right]\mathrm{d}y}. \tag{6.17}$$

Pentru a pune în evidență creșterea curentului datorată multiplicării purtătorilor de sarcină se definește *factorul total de multiplicare* a curentului

$$M = I/I_0. \tag{6.18}$$

Înlocuind în relația de mai sus expresiile (6.16) sau (6.17) ale curentului I, se obțin următoarele expresii pentru factorul de multiplicare:

$$M = \frac{1 + k\cdot\exp\left[\int_0^W (\alpha_n - \alpha_p)\,dx\right]}{(1+k)\left\{1 - \int_0^W \alpha_p\cdot\exp\left[\int_0^x (\alpha_n-\alpha_p)\,dx'\right]dx\right\}}; \tag{6.19}$$

$$M = \frac{k + \exp\left[\int_0^W (\alpha_p - \alpha_n)\,dy\right]}{(1+k)\left\{1 - \int_0^W \alpha_n\cdot\exp\left[\int_0^y (\alpha_p-\alpha_n)\,dy'\right]dy\right\}}, \tag{6.20}$$

unde

$$k = I_{n0}/I_{p0} \tag{6.21}$$

reprezintă raportul de injecție. În calcule sînt utile valori particulare ale factorului de multiplicare, definite după cum urmează:

M_p — *factor de multiplicare a golurilor* în condiții de injecție pură de goluri ($I_{n0} = 0$ sau, echivalent, $k = 0$) și

M_n — *factor de multiplicare a electronilor* în condiții de injecție pură de electroni ($I_{p0} = 0$ sau $k = \infty$). Conform cu relațiile (6.19) și (6.20) expresiile pentru M_p și M_n sînt:

$$M_p = 1\left|\left\{1 - \int_0^W \alpha_p\cdot\exp\left[\int_0^x (\alpha_n-\alpha_p)\,dx'\right]dx\right\}\right.; \tag{6.22}$$

$$M_n = 1\left|\left\{1 - \int_0^W \alpha_n\cdot\exp\left[\int_0^y (\alpha_p-\alpha_n)\,dy'\right]dy\right\}\right.. \tag{6.23}$$

Folosind în mod încrucișat — condiția $k = 0$ în relația (6.20) sau $k = \infty$ în relația (6.19) — se obține raportul celor doi factori de multiplicare, notat cu f_{pn} sau f_{np}, după cum urmează:

$$f_{pn} = \frac{M_p}{M_n} = \exp\left[\int_0^W (\alpha_p - \alpha_n)\,dy\right]; \tag{6.24}$$

$$f_{np} = \frac{M_n}{M_p} = \frac{1}{f_{pn}} = \exp\left[\int_0^W (\alpha_n - \alpha_p)\,dx\right]. \tag{6.25}$$

Plecînd de la expresiile factorilor M_p, M_n și a factorilor f_{pn} și f_{np}, expresiile (6.19) și (6.20) ale factorului total de multiplicare se scriu condensat:

$$M = M_p\left(\frac{1}{1+k} + \frac{k}{1+k}\cdot f_{np}\right); \tag{6.26}$$

$$M = M_n\left(\frac{k}{1+k} + \frac{1}{1+k}\cdot f_{pn}\right). \tag{6.27}$$

Relațiile obținute permit descrierea într-o formă generalizată a dependenței curent-tensiune în prezența multiplicării purtătorilor. Relațiile de mai sus sînt echivalente dacă se ține seama de definițiile factorilor f_{pn} și f_{np}; într-adevăr

$$M = (M_p + kM_n)/(1+k) = (M_pI_{p0} + M_nI_{n0})/(I_{p0} + I_{n0}), \tag{6.28}$$

rezultat ușor de înțeles.

Pentru calculul tensiunii de străpungere se impune condiția multiplicării infinite a purtătorilor

$$M \to \infty, \tag{6.29}$$

condiție ce definește regimul de *multiplicare în avalanșă* a purtătorilor. Trebuie remarcat că se întîlnesc situații — vezi străpungerea tranzistorului bipolar cu baza în gol — în care străpungerea, adică creșterea bruscă și puternică a curentului, are loc pentru o valoare finită a factorului de multiplicare. Corespunzător relațiilor (6.26) și (6.27) sau (6.28), condiția (6.29) este echivalentă cu:

$$M_p \to \infty, \tag{6.30}$$

$$M_n \to \infty. \tag{6.31}$$

Condițiile de mai sus, înlocuite în expresiile (6.22) și (6.23) ale factorilor M_p și M_n, dau următoarele condiții pentru străpungere:

$$1 - \frac{1}{M_p} = \int_0^W \alpha_p \cdot \exp\left[\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p)\,dx'\right] dx = 1; \tag{6.32}$$

$$1 - \frac{1}{M_n} = \int_0^W \alpha_n \cdot \exp\left[\int_0^y (\alpha_p - \alpha_n)\,dy'\right] dy = 1. \tag{6.33}$$

Integralele din relațiile de mai sus sînt cunoscute sub denumirea de integrale de ionizare. Valorile tensiunilor de străpungere calculate cu integrala de ionizare pentru goluri (6.32) sau cu integrala de ionizare pentru electroni (6.33) sînt practic identice [5 — 9]. Diferențele dintre tensiunile de străpungere ale joncțiunilor p^+n (străpungere inițială de goluri) și n^+p (străpungere inițială de electroni) sînt mai mici de 7% [12]. Valorile factorilor de multiplicare M_p și M_n nu sînt însă identice pentru orice tensiune aplicată structurii: numai valoarea lor asimptotică $M_p = M_n \to \infty$ corespunde aceleiași tensiuni, adică tensiunii de străpungere prin multiplicare în avalanșă.

Relațiile (6.32) și (6.33) care dau expresiile integralelor de ionizare la străpungere se simplifică mult dacă cei doi coeficienți de ionizare sînt egali, adică $\alpha_p = \alpha_n = \alpha$. Acest lucru se întîmplă, de exemplu, la galiu-arsen, caz în care tensiunea de străpungere rezultă din condiția

$$\int_0^W \alpha\,dx = 1. \tag{6.34}$$

O relaţie asemănătoare se poate da şi pentru siliciu unde $\alpha_p \neq \alpha_n$, dar al căror raport

$$\gamma = \alpha_p / \alpha_n \tag{6.35}$$

este aproape constant [13]. În acest caz se dovedeşte că străpungerea are loc pentru condiţia

$$\int_0^W \alpha_{ef}\, dx = 1, \tag{6.36}$$

unde α_{ef} este coeficientul de ionizare efectiv [13, 14, 4] dat de

$$\alpha_{ef} = [(\gamma - 1) / \ln \gamma]\, \alpha_n. \tag{6.37}$$

Coeficientul efectiv de ionizare depinde de intensitatea cîmpului electric la fel ca coeficienţii α_p şi α_n

$$\alpha_{ef} = A \cdot \exp(-B/\mathscr{E}), \tag{6.38}$$

unde constantele A şi B au valorile [4]: $A = 7{,}03 \cdot 10^5$ cm^{-1}; $B = 1{,}468 \cdot 10^6$V/cm pentru $1{,}75 \cdot 10^5 \leq \mathscr{E} \leq 6{,}4 \cdot 10^5$ V/cm.

Pentru cazul unor structuri bi- sau tridimensionale integralele de ionizare (6.32), (6.33) şi (6.36) au aceeaşi formă, numai că integrarea se face de-a lungul liniei de cîmp electric care pleacă din punctul cu valoarea maximă a intensităţii cîmpului electric.

În final, se ridică şi presupunerea unei viteze nule de recombinare/generare termică care a fost folosită pînă acum în integrarea ecuaţiei de continuitate [15]. Într-o regiune cu cîmp electric intens, de regulă golită de purtători, se generează termic perechi electron-gol; multiplicarea acestor purtători se face altfel decît a celor injectaţi la marginile zonei cu cîmp electric intens datorită diferenţei de drum parcurs. Fenomenul merită studiat, deoarece la siliciu componenta de generare a curentului I_0 este predominantă faţă de celelalte componente (I_{p0} şi I_{n0}).

Ecuaţia de continuitate a golurilor (6.2) se rescrie considerînd $R_p = R_n = -U$, unde U este viteza de generare termică a perechilor electron-gol. După prelucrări asemănătoare celor folosite în deducerea ecuaţiei (6.8) se oţine ecuaţia:

$$dI_p/dx + (\alpha_n - \alpha_p) I_p = \alpha_n I + qUA, \tag{6.39}$$

unde A este aria secţiunii transversale.

În absenţa multiplicării, curentul I_0 are acum trei componente [[16]

$$I_0 = I_{p0} + I_{n0} + I_{gen}, \tag{6.40}$$

unde

$$I_{gen} = qUAW; \tag{6.41}$$

în relaţia curentului de generare (I_{gen}) precum şi în calculele ce urmează se presupune o viteză de generare constantă în tot volumul structurii.

Integrînd ecuația (6.39) după același procedeu ca și ecuația (6.8) se obțin următoarele expresii echivalente pentru factorul de multiplicare total:

$$M = M_p(k_p + f_{np}k_n + f_{gen,p}k_{gen});\tag{6.42}$$

$$M = M_n(k_n + f_{pn}k_p + f_{gen,n}k_{gen}),\tag{6.43}$$

unde k_p, k_n și k_{gen} reprezintă ponderile celor trei componente ale curentului I_0;

$$k_p = I_{p0}/I_0;\ k_n = I_{n0}/I_0;\ k_{gen} = I_{gen}/I_0,\tag{6.44}$$

iar factorii $f_{gen,p}$ și $f_{gen,n}$ au expresiile:

$$f_{gen,p} = \frac{1}{W}\int_0^W \exp\left[\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p)\,\mathrm{d}x'\right]\mathrm{d}x;\tag{6.45}$$

$$f_{gen,n} = \frac{1}{f_{np}}\cdot f_{gen,p} = \frac{1}{W}\cdot\int_0^W \exp\left[\int_0^y (\alpha_p - \alpha_n)\,\mathrm{d}y'\right]\mathrm{d}y.\tag{6.46}$$

Relațiile (6.42), (6.43) indică valori diferite ale factorului total de multiplicare față de cele obținute cu relațiile (6.26) sau (6.27) deduse în absența generării termice (pentru comparație se observă ușor că există relațiile $k_p = 1/(1 + k)$ și $k_n = k/(1 + k)$). Totuși, calculul tensiunii de străpungere în avalanșă indică aceleași condiții, adică $M_p \to \infty$ sau $M_n \to \infty$ ca și în cazul neglijării curentului de generare. Acest rezultat se bazează pe observația că factorii $f_{gen,p} f_{gen,n}$ ca și f_{pn} și f_{np} au valori finite pînă la străpungere [15].

În concluzie, valoarea tensiunii de străpungere rezultată din condițiile (6.32) sau (6.33) nu este afectată de prezența curentului de generare. Modificări legate de existența curentului de generare apar numai în expresia factorului total de multiplicare.

6.1.2. Efectul tunel

Tunelarea purtătorilor de sarcină prin bariere de potențial conferă caracteristicilor electrice caracter de străpungere datorită dependenței puternice — exponențiale — a curentului de tensiune aplicată. Acest fenomen se întîlnește la joncțiuni *pn*, în procesul de conducție prin izolatori (oxizi) etc.

Modelul elementar de studiu a efectului tunel presupune o barieră de energie unidimensională, dreptunghiulară, de înălțime E_0 și grosime W[17]. Probabilitatea T_t de traversare prin efect tunel a acestei bariere de către o particulă cu energie E ($E < E_0$) este dată de

$$T_t = [1 + E_0^2\cdot \sinh^2 k_u W / 4E(E_0 - E)]^{-1},\tag{6.47}$$

unde k_u este vectorul de undă dat de

$$k_u = \sqrt{2m(E_0 - E)/\hbar^2};\tag{6.48}$$

(m — masa particulei; $\hbar$ — constanta lui Planck). Atunci cînd procesul de tunelare satisface condiția $k_u W \gg 1$, probabilitatea de tunelare devine

$$T_t \approx [16(E_0 - E)/E_0^2]\cdot \exp(-2k_u W).\tag{6.49}$$

În cazul unei bariere de formă oarecare, figura 6.4 *a*, trebuie integrată ecuaţia lui Schrödinger în condiţiile concrete ale formei energiei potenţiale, E_p. Pentru energii potenţiale lent variabile în spaţiu se poate aplica aproximaţia

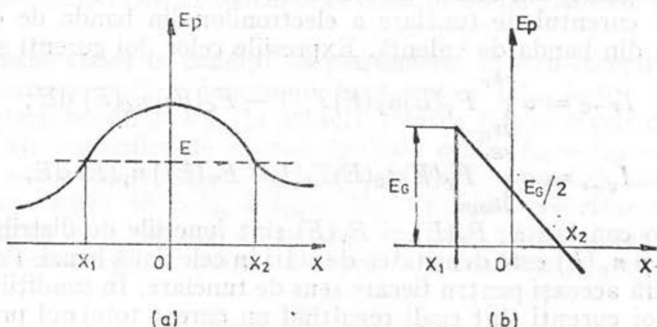


Fig. 6.4. — Modele ale barierelor de potenţial în cazul efectului tunel: *a* — barieră oarecare; *b* — barieră triunghiulară.

WKB [17, 18], bazată pe relaţia (6.49); în acest caz expresia probabilităţii de tunelare este

$$T_t \approx \exp\left[-2\int_{x_1}^{x_2}\left|k_u(x)\right|\right]\mathrm{d}x, \tag{6.50}$$

unde vectorul de undă are expresia:

$$k_u(x) = \sqrt{(2m/\hbar^2)\cdot[E_p(x)-E]}, \tag{6.51}$$

iar abscisele x_1 şi x_2 sînt definite de relaţiile

$$E_p(x_1) = E_p(x_2) = E. \tag{6.52}$$

În construcţia dispozitivelor semiconductoare cazul cel mai des întîlnit de tunelare este trecerea electronului prin banda interzisă. În figura 6.4 *b* se prezintă una din formele de aproximare cele mai folosite pentru energia potenţială şi anume bariera triunghiulară. În acest caz vectorul de undă are expresia:

$$k_u(x) = \sqrt{(2m_n^*/\hbar^2)\cdot(E_G/2 - q\mathscr{E}_x)}, \tag{6.53}$$

unde m_n^* este masa efectivă a electronului; E_G — lăţimea benzii interzise; $\mathscr{E}$ — intensitatea cîmpului electric. Relaţiile (6.52) de definire a absciselor x_1 şi x_2 au, în acest caz, forma:

$$E_G/2 - q\mathscr{E}x_2 = 0; \tag{6.54}$$
$$E_G/2 - q\mathscr{E}x_1 = E_G.$$

Efectuînd integrala cerută de relaţia (6.50), se obţine

$$T_t \approx \exp\left(-4\sqrt{2m_n^*}\,E_G^{3/2} / 3q\hbar\mathscr{E}\right). \tag{6.55}$$

Relaţia de mai sus pune în evidenţă faptul că fenomenul de tunelare este mai probabil cu cît lărgimea benzii interzise este mai mică şi cu cît creşte intensitatea cîmpului electric.

Odată cunoscută expresia probabilităţii de tunelare se poate da un model de prim ordin al curentului funcţie de intensitatea/potenţialul cîmpului

electric aplicat [19]. Pentru aceasta se definesc doi curenţi care corespund celor două sensuri de traversare a barierei de potenţial:

$I_{V \to C}$ — curentul de tunelare a electronilor din banda de valenţă în stările libere (goale) din banda de conducţie, şi

$I_{C \to V}$ — curentul de tunelare a electronilor din banda de conducţie în stările libere din banda de valenţă. Expresiile celor doi curenţi sînt:

$$I_{V \to C} = a \int_{E_C}^{E_V} F_V(E) n_V(E) T_t [1 - F_C(E)] \, n_C(E) \, \mathrm{d}E ; \tag{6.56}$$

$$I_{C \to V} = a \int_{E_C}^{E_V} F_C(E) n_C(E) T_t [1 - F_V(E)] \, n_V(E) \, \mathrm{d}E, \tag{6.57}$$

unde a este o constantă; $F_C(E)$ şi $F_V(E)$ sînt funcţiile de distribuţie Fermi-Dirac, $n_C(E)$ şi $n_V(E)$ este densitatea de stări în cele două benzi. Probabilitatea T_t se consideră aceeaşi pentru fiecare sens de tunelare. În condiţii de echilibru termic, cei doi curenţi sînt egali rezultînd un curent total nul prin structură. Dacă se aplică un potenţial electric apare un curent net

$$I_t = I_{C \to V} - I_{V \to C} = a \int_{E_C}^{E_V} [F_C(E) - F_V(E)] \, T_t n_C(E) n_V(E) \, \mathrm{d}E. \tag{6.58}$$

Expresia acestui curent în cazul tunelării prin banda interzisă (barieră triunghiulară de energie) este [18]:

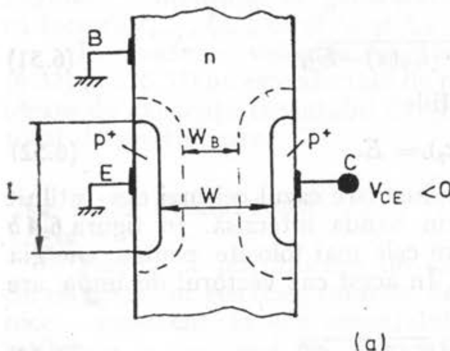
$$I_t = A_J \cdot \frac{\sqrt{2m_n^*} \, q^3 \mathscr{E} V}{4\pi^2 \hbar^2 E_G^{1/2}} \cdot \exp\left(- \frac{4 \sqrt{2m_n^*} \, E_G^{3/2}}{3q\hbar \mathscr{E}} \right) \tag{6.59}$$

(A_J este aria transversală a structurii; V — potenţialul electric aplicat).

6.1.3. Emisia peste barieră prin efect de cîmp longitudinal (efectul de pătrundere)

Efectul de pătrundere este specific structurilor *pnp* sau *npn* care funcţionează în condiţii de golire completă a purtătorilor în regiunea mediană. În figura 6.5 *a* se prezintă o structură *pnp* care va fi considerată ca model de analiză; nu există diferenţe de fond între structurile *pnp* şi *npn* [21, 22].

Grosimea metalurgică a zonei mediane se notează cu W, iar lăţimea structurii cu L; dacă există inegalitatea $L \gg W$ atunci se poate considera un model unidimensional ca în figura 6.5 *b*. Cele două joncţiuni care se formează se consideră abrupte, asimetrice (p^+n) şi vor fi denumite joncţiune emitor-bază şi joncţiune colector-bază. Joncţiunea emitor-bază poate fi polarizată oricum; potenţialul emitorului va fi considerat ca potenţial de referinţă. Joncţiunea colector-bază va fi totdeauna polarizată invers, adică $V_{CE} < 0$. Regiunile de sarcină spaţială a celor două joncţiuni se notează



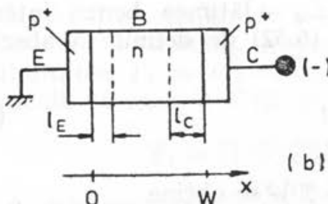


Fig. 6.5. — Structură *pnp* utilizată în studiul efectului de pătrundere:
a — model bidimensional: *b* — model unidimensional.

l_E, respectiv l_C; datorită faptului că joncţiunile sînt asimetrice, cele două regiuni de sarcină spaţială se extind practic numai în regiunea n (mediană) a structurii. În prima parte a acestei secţiuni se va face o descriere calitativă a fenomenului urmînd, după aceea, un model matematic care să permită calculul dependenţei curent-tensiune în condiţii de pătrundere.

Fenomene fizice în condiţii de pătrundere. Pentru început se va considera o polarizare nulă a joncţiunii bază-emitor ($V_{BE} = 0$). Se va urmări efectul creşterii tensiunii V_{CE} (în modul). Pentru $V_{CE} = 0$ cele două joncţiuni au grosimi ale regiunilor de sarcină spaţială egale: $l_{E0} = l_{C0} = l_0$. Se presupune că în acest caz (echilibru termic) cele două regiuni de sarcină spaţială nu se ating, adică $W > l_{E0} + l_{C0} = 2l_0$. Crescînd polarizarea pe colector creşte grosimea l_C a regiunii de sarcină spaţială a joncţiunii colector-bază şi scade grosimea regiunii neutre a bazei, W_B, conform relaţiei

$$W_B = W - l_E - l_C. \tag{6.60}$$

Atît timp cît cele două regiuni de sarcină spaţială nu se ating ($W_B > 0$), distribuţiile de sarcină electrică, intensitate cîmp electric şi potenţial electric sînt prezentate în figura 6.6. S-a considerat o dopare uniformă cu impurităţi (N_D) a regiunii n. În acest caz intensitatea cîmpului electric are o variaţie liniară, iar potenţialul electric o variaţie parabolică. Fenomenele din cele două joncţiuni nu se influenţează între ele. Potenţialul electric (intern), u,

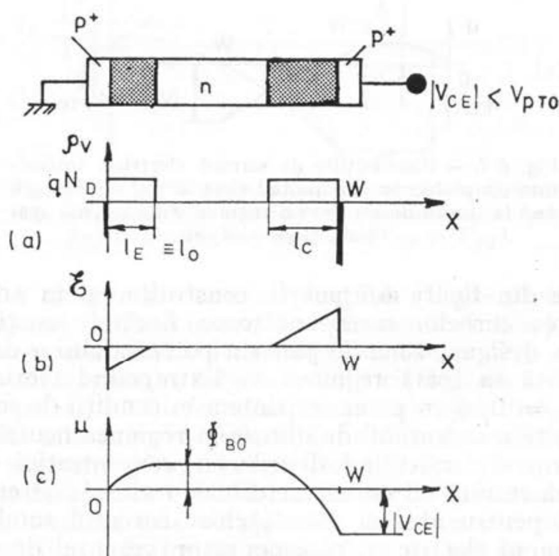


Fig. 6.6. — Distribuţiile de sarcină electrică, intensitate cîmp electric şi potenţial electric într-o structură *pnp* înainte de atingerea regiunilor de sarcină spaţială.

vezi figura 6.6 *c*, are o variaţie Φ_{BO} de-a lungul joncţiunii emitor-bază şi o variaţie $\Phi_{BO} - V_{CE} = \Phi_{BO} + |V_{CE}|$ de-a lungul joncţiunii colector-bază. În regiunea neutră a bazei, de lăţime W_B, potenţialul este constant, Φ_{BO}.

Figura 6.7 prezintă cazul cînd tensiunea V_{CE} are o valoare la care se ating cele două regiuni de sarcină spațială. Modulul acestei tensiuni se notează V_{PTO} și se numește tensiune de pătrundere (indicele 0 se atribuie pentru cazul $V_{BE} = 0$):

$$V_{PTO} = |V_{CE}| \Big|_{W_B=0, V_{BE}=0} . \qquad (6.61)$$

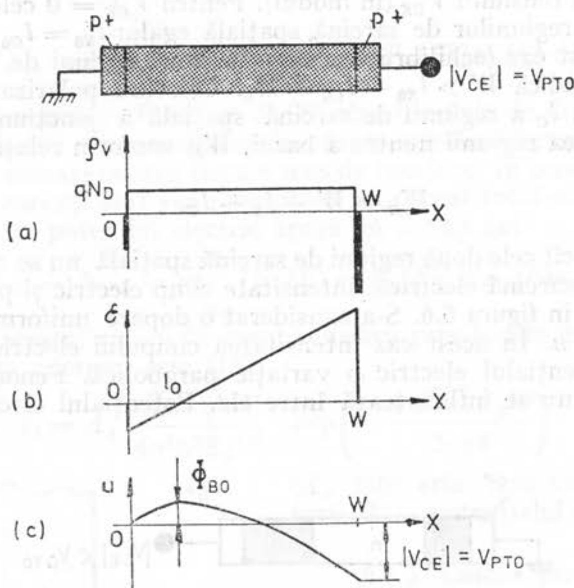


Fig. 6.7. – Distribuțiile de sarcină electrică, intensitate cîmp electric și potențial electric într-o structură *pnp* la limita de atingere a regiunilor de sarcină spațială ($V_{CE} = V_{PT}$).

Diagramele din figura 6.7 pot fi construite, și în acest caz limită, prin suprapunerea curbelor corespunzătoare fiecărei joncțiuni considerată separat; lipsește, desigur, zona de palier a potențialului u care, acum, are o variație parabolică în toată regiunea n. Extrapolînd teoria tranzistorului *pnp* la cazul $W_B = 0$, s-ar părea că sîntem în condiții de străpungere datorită valorii infinite a curentului de difuzie în regiunea neutră a bazei. Acest lucru nu este corect; calculînd distribuția concentrației de purtători în regiunea mediană rezultă un curent de difuzie finit. Acest curent de difuzie, finit, reprezintă pentru abscisa $x = l_0$ chiar curentul total prin structură deoarece aici cîmpul electric și, corespunzător, curentul de cîmp, sînt nule. Pentru a pune de acord această comportare cu teoria tranzistorului se definește o grosime efectivă a bazei în condiții de atingere a celor două regiuni de sarcină spațială, W_{Bef} [21]; expresia acestei mărimi se va da în cadrul prezentării modelului cantitativ al pătrunderii.

Crescînd tensiunea V_{CE} peste valoarea de pătrundere, $|V_{CE}| > V_{PTO}$, fenomenele din cele două joncțiuni nu mai pot fi considerate separat. Diagramele funcționării structurii în acest caz sînt prezentate în figura 6.8. În acest caz cîmpul electric al joncțiunii colector-bază se suprapune peste cîmpul

electric al joncțiunii emitor-bază, adică apare un efect de cîmp longitudinal (cele două cîmpuri electrice au aceeași direcție). Întrucît cele două cîmpuri au sensuri contrare, creșterea cîmpului joncțiunii colector-bază (datorat creșterii tensiunii $|V_{CE}|$) duce la scăderea cîmpului electric aferent joncțiunii emitor-bază. Ca urmare, joncțiunea emitor-bază se polarizează direct cu tensiunea V_F (vezi figura 6.8 *c*); această polarizare nu se datorează modifi-

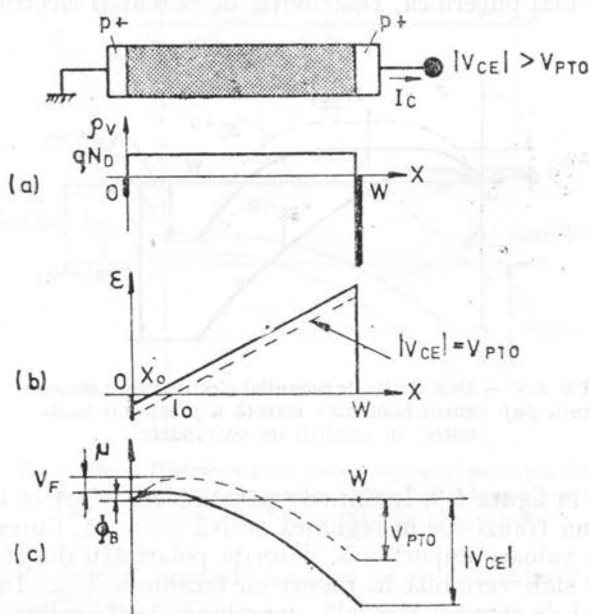


Fig. 6.8. – Distribuțiile de sarcină electrică, intensitate cîmp electric și potențial electric într-o structură *pnp* în condiții de pătrundere ($V_{CE} > V_{PT}$).

cării potențialelor externe ale acestei joncțiuni ($V_{BE} = 0$) ci este rezultatul efectului de cîmp longitudinal intern. Polarizarea directă a joncțiunii emitor-bază duce la micșorarea barierei de potențial ($\Phi_B = \Phi_{BO} - V_F$) și, deci, la apariția unui curent important de goluri. Întrucît dependența curent-tensiune a unei joncțiuni polarizată direct este puternică se justifică regimul de străpungere în care se află acum structura. Tensiunea de străpungere, V_{BR}, este definită ca fiind tensiunea $|V_{CE}|$ la care curentul I_C tinde spre valori infinite; așa cum s-a arătat, aceasta este mai mare decît tensiunea V_{PTO}. Diferența dintre cele două tensiuni este totuși mică deoarece este suficientă o mică polarizare V_F pentru ca valoarea curentului I_C să crească cu ordine de mărime. Aceste observații sînt valabile numai pentru cazul $V_{BE} = 0$; deci

$$V_{BR}\Big|_{V_{BE}=0} \gtrsim V_{PTO}. \tag{6.62}$$

În continuare se va analiza influența polarizării externe, prin tensiunea V_{BE}, asupra fenomenului de pătrundere. Atunci cînd joncțiunea bază-emitor este polarizată direct ($V_{BE} < 0$), regiunea de sarcină spațială a acestei joncțiuni are o grosime mai mică decît la echilibru termic ($l_E < l_0$) și, ca urmare,

atingerea celor două regiuni de sarcină spațială se va face la o tensiune $|V_{CE}| \equiv V_{PT}$ mai mare decît V_{PTO}:

$$V_{PT}\Big|_{V_{BE}<0} = V_{PTO} + \delta(V_{BE}); \qquad (6.63)$$

mărimea $\delta(V_{BE})$ este cu atît mai mare cu cît polarizarea directă a joncțiunii bază-emitor este mai puternică. Distribuția de potențial electric în acest caz

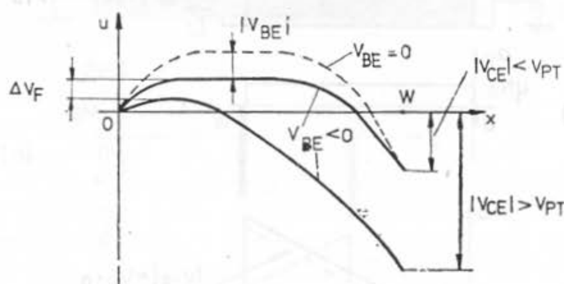


Fig. 6.9. — Distribuția de potențial electric într-o structură *pnp* pentru polarizare directă a joncțiunii bază-emitor, în condiții de pătrundere.

este reprezentată în figura 6.9. Înainte de pătrundere ($|V_{CE}| < V_{PT}$) structura funcționează ca un tranzistor în regiunea activă normală. Curentul de colector poate avea o valoare importantă, datorită polarizării directe a joncțiunii bază-emitor, dar slab variabilă în raport cu tensiunea V_{CE}. După atingerea celor două regiuni de sarcină spațială, joncțiunea bază-emitor se polarizează direct suplimentar (ΔV_F) prin efectul de cîmp longitudinal. Din acest moment curentul de colector capătă o variație puternică ceea ce indică intrarea în regim de străpungere. La fel ca și în cazul $V_{BE} = 0$, tensiunea de străpungere este

$$V_{BR}\Big|_{V_{BE}<0} \gtrsim V_{PT}\Big|_{V_{BE}<0} . \qquad (6.64)$$

Odată intrată în regim de pătrundere, structura nu mai este controlată de tensiunea aplicată pe bază; controlul este posibil numai în structuri bidimensionale ($L < W$) unde potențialul bazei poate influența eficient distribuția de cîmp electric din structură.

Corelînd relațiile (6.62), (6.63) și (6.64) se observă inegalitatea

$$V_{BR}\Big|_{V_{BE}<0} \geqslant V_{BR}\Big|_{V_{BE}=0} ; \qquad (6.65)$$

diferența celor două tensiuni de străpungere este dată practic de termenul $\delta(V_{BE})$. Pentru structuri care au grosimi ale regiunii mediane $W \gg l_0$ inegalitatea (6.65) trece, practic, în egalitate; rezultatul se bazează pe observația că în polarizare directă grosimea regiunii de sarcină spațială a joncțiunii bază-emitor are variații mici în raport cu tensiunea aplicată.

Pentru polarizări inverse ale joncțiunii bază-emitor ($V_{BE} > 0$), grosimea regiunii de sarcină spațială corespunzătoare acestei joncțiuni crește față de situația de la echilibru termic ($l_E > l_0$). Drept urmare, atingerea celor

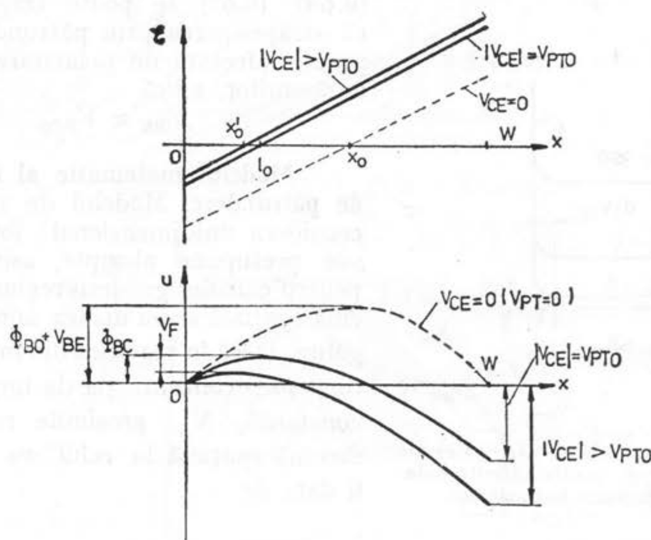


Fig. 6.10. — Distribuția de cîmp electric și potențial electric într-o structură p^+np^+ pentru polarizare inversă a joncțiunii bază-emitor, în condiții de pătrundere.

două regiuni de sarcină spațială se face la o tensiune $|V_{CE}| = V_{PT}$ mai mică decît la echilibru termic

$$V_{PT}\Big|_{V_{BE}>0} < V_{PT0}. \tag{6.66}$$

Distribuția de cîmp electric și potențial electric în structură corespunzătoare polarizării inverse a joncțiunii bază-emitor este prezentată în figura 6.10. Trebuie remarcat că regiunea mediană a structurii poate fi golită complet (condiție de pătrundere) numai prin efectul tensiunii V_{BE}, adică tensiunea de pătrundere este nulă. Acest caz nu pune însă structura în condiții de străpungere deoarece amîndouă joncțiunile sînt polarizate invers. Observația este valabilă în orice situație, într-adevăr, străpungerea, adică creșterea puternică a curentului, are loc numai prin polarizarea directă a joncțiunii bază-emitor. Pentru tensiuni $|V_{CE}| > V_{PT}$, efectul de cîmp longitudinal produce mai întîi micșorarea polarizării inverse a joncțiunii bază-emitor. Pentru $V_{CE} = V_{PTO}$ distribuția de cîmp și potențial electric aferente joncțiunii bază-emitor corespund situației de la echilibru termic (punctul de anulare a intensității cîmpului electric are abscisa $x_0 = l_0$). Numai pentru tensiuni $|V_{CE}| > V_{PTO}$ se obține polarizarea directă a joncțiunii bază-emitor și, implicit, străpungerea. Conform cu observațiile de mai sus

$$V_{BR}\Big|_{V_{BE}>0} \gtrsim V_{PT0}. \tag{6.67}$$

Sinteza calitativă a fenomenului de pătrundere este prezentată în figura 6.11 care indică dependența curentului prin structură (I_C) de tensiunea $|V_{CE}|$ pentru cele trei cazuri de polarizare a joncțiunii bază-emitor. Ținînd seama de comentariile adiacente relației (6.65) și pe baza relațiilor (6.62), (6.64), (6.67) se poate trage concluzia că străpungerea prin pătrundere nu este practic afectată de polarizarea joncțiunii bază-emitor, adică

$$V_{BR} \approx V_{PT0}. \tag{6.68}$$

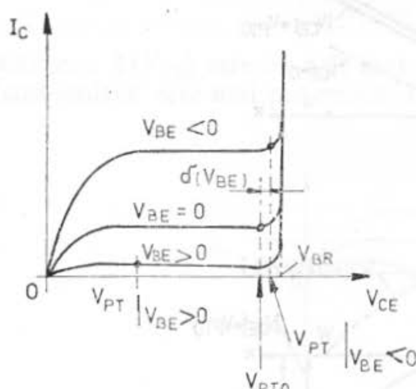


Fig. 6.11. — Caracteristicile $I_C - V_{CE}$ ale unei structuri *pnp* pentru diferite polarizări ale joncțiunii bază-emitor.

Modelul matematic al fenomenului de pătrundere. Modelul de studiu se va considera unidimensional; joncțiunile se vor presupune abrupte, asimetrice, iar pentru calculul grosimii regiunilor de sarcină spațială se va utiliza aproximația de golire. Dacă în regiunea din mijloc a structurii *pnp* concentrația de impurități este constantă, N_D, grosimile regiunilor de sarcină spațială la echilibru termic vor fi date de

$$l_{E0} = l_{C0} = l_0 = \sqrt{(2\varepsilon/qN_D)\,\Phi_{B0}}, \tag{6.69}$$

unde

$$\Phi_{B0} = (kT/q)\ln(N_A N_D/n_i^2), \tag{6.70}$$

în care N_A este concentrația de impurități din zonele *p* ale structurii (presupuse egale), iar n_i — concentrația intrinsecă de purtători.

Pentru început se va determina mărimea tensiunii V_{PT0} conform definiției (6.61), ținînd seamă de relația (6.60)

$$l_C(V_{PT0}) = W - l_0 = \sqrt{(2\varepsilon/qN_D)(\Phi_{B0} + V_{PT0})}. \tag{6.71}$$

Relația (6.71) împreună cu (6.69) dau expresia tensiunii de pătrundere, pentru $V_{BE} = 0$

$$V_{PT0} = qN_D W^2/2\varepsilon - W\sqrt{(2qN_D/\varepsilon)\,\Phi_{B0}}. \tag{6.72}$$

Pentru calculul curenților în condiții de pătrundere interesează tensiunea V_F de polarizare directă a joncțiunii bază-emitor (pentru $V_{BE}=0$) prin efectul de cîmp longitudinal. În figura 6.12 se prezintă distribuția intensității cîmpului electric și a potențialului electric în structura considerată pentru $V_{BE} = 0$ și două valori ale tensiunii V_{CE}: $|V_{CE}| = V_{PT0}$ și $|V_{CE}| > V_{PT0}$. Abscisa la care intensitatea cîmpului electric trece prin zero și, tot acolo, potențialul are valoarea maximă se notează x_0. Această abscisă corespunde grosimii regiunii de sarcină spațială a joncțiunii bază-emitor polarizată direct cu tensiunea V_F; ca urmare, mărimea ei este

$$x_0 = \sqrt{(2\varepsilon/qN_D)(\Phi_{B0} - V_F)}. \tag{6.73}$$

În cazul în care $|V_{CE}| \leqslant V_{PT0}$, expresia potențialului electric în intervalul $(0, l_0)$ este

$$V(x) \equiv V_1(x) = \Phi_{B0} \cdot (2l_0 - x)\, x / l_0^2. \tag{6.74}$$

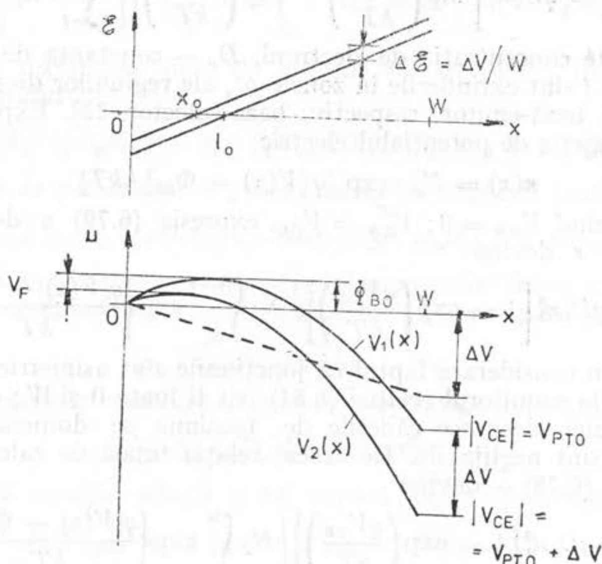


Fig. 6.12. — Model de calcul pentru intensitatea cîmpului electric și pentru potențialul electric la o structură *pnp* în condiții de pătrundere: $V_{BE} = 0$; $V_{CE} > V_{PT0}$.

Pentru cazul $|V_{CE}| > V_{PT0}$, se notează cu ΔV excesul de tensiune peste V_{PT0}

$$|V_{CE}| = V_{PT0} + \Delta V. \tag{6.75}$$

În acest caz intensitatea cîmpului electric crește uniform cu valoarea $\Delta\mathcal{E} = \Delta V/W$; ca urmare, expresia potențialului electric devine

$$V(x) \equiv V_2(x) = \Phi_{B0} \cdot \frac{(2l_0 - x)\, x}{l_0^2} - \Delta V \cdot \frac{x}{W}, \quad x \in [0, W]; \tag{6.76}$$

potențial care are valoarea maximă la abscisa $x = x_0$. Calcule simple permit acum calculul polarizării V_F induse

$$V_F = V_1(l_0) - V_2(x_0) = \frac{l_0}{W} \cdot \Delta V - \frac{l_0^2}{4W^2} \cdot \frac{(\Delta V)^2}{\Phi_{B0}} = \frac{l_0 + x_0}{2W} \Delta V; \tag{6.77}$$

acest ultim rezultat pune în evidență fracția din ΔV care este folosită pentru polarizarea directă a joncțiunii bază-emitor.

Cu aceste precizări se poate trece acum la calculul curentului prin structură. Se va considera numai contribuția golurilor și se vor neglija fenomenele de generare-recombinare sau de multiplicare ale purtătorilor. Atunci

$$I_C = A_J j_p; \quad \mathrm{d}j_p/\mathrm{d}x = 0, \tag{6.78}$$

unde A_J este aria secțiunii transversale în model unidimensional, iar j_p — densitatea curentului de goluri.

Punctul de plecare îl constituie expresia curentului printr-un tranzistor *pnp*; conform modelului Gummel-Poon — vezi capitolul 5 — densitatea curentului de goluri este dată de

$$j_p = qD_p n_i^2 \left[\exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) - \exp\left(\frac{qV_{CB}}{kT}\right)\right] \Big/ \int_{-t}^{W+s} n(x)\,\mathrm{d}x, \tag{6.79}$$

unde $n(x)$ este concentrația de electroni, D_p — constanta de difuzie a golurilor, iar s și t sînt extinderile în zonele p^+, ale regiunilor de sarcină spațială ale joncțiunii bază-emitor, respectiv, bază-colector [22]. Exprimînd concentrația $n(x)$ funcție de potențialul electric

$$n(x) = N_D \cdot \exp\{q[V(x) - \Phi_{B0}]/kT\} \tag{6.80}$$

și particularizînd $V_{EB} = 0$; $V_{CB} = V_{CE}$, expresia (6.79) a densității curentului de gol r devine

$$j_p = qD_p n_i^2 \left[1 - \exp\left(\frac{qV_{CE}}{kT}\right)\right] \Big/ N_D \int_{-t}^{W+s} \exp\left\{\frac{q[V(x) - \Phi_{B0}]}{kT}\right\} \mathrm{d}x. \tag{6.81}$$

Luînd în considerare faptul că joncțiunile sînt asimetrice, p^+n, limitele integralei de la numitorul relației (6.81) pot fi luate 0 și W; erorile introduse sînt foarte mici, deoarece căderile de tensiune pe domeniile $(-t, 0)$ și $(W, W + s)$ sînt neglijabile. De aceea, relația finală de calcul a curentului I_c — vezi și (6.78) — devine

$$I_C = A_J \cdot qD_p n_i^2 \left[1 - \exp\left(\frac{qV_{CE}}{kT}\right)\right] \Big/ N_D \int_{0}^{W} \exp\left\{\frac{q[V(x) - \Phi_{B0}]}{kT}\right\} \mathrm{d}x. \tag{6.82}$$

Deși în condiții de pătrundere ($V_{CE} < 0$) exponențiala de la numărător devine neglijabilă față de unitate, aceasta s-a păstrat în relația (6.82) pentru a pune în evidență faptul că la echilibru termic, $V_{CE} = 0$, curentul este nul.

Cunoscînd modul de deducere a relației (6.79), în cadrul modelului Gummel-Poon se observă că nu se impune nici o condiție privitoare la starea de golire sau de îmbogățire cu purtători a bazei tranzistorului. De aceea, relația (6.82) va servi pentru calculul curentului atît înainte cît și după pătrundere.

Pentru început se va considera *cazul unei structuri care nu este pătrunsă la echilibru termic* ($W > 2l_0$).

a) **Curentul prin structură înainte de pătrundere** ($|V_{CE}| < V_{PT0}$). Pentru calculul curentului se va începe cu evaluarea integralei de la numitorul relației (6.82); ea va fi despărțită pe trei intervale $(0, l_0)$; $(l_0, W - l_c)$; $(W - l_c, W)$, observînd că

$$W - l_c = l_0 + W_B. \tag{6.83}$$

Integrala pe primul interval se calculează astfel [22]

$$\begin{aligned}\int_0^{l_0} \exp\left\{\frac{q[V(x) - \Phi_{B0}]}{kT}\right\} \mathrm{d}x &= \int_0^{l_0} \exp\left\{\frac{q[V_1(X) - \Phi_{B0}]}{kT}\right\} \mathrm{d}x = \\ &= \frac{1}{2} \cdot l_0 \sqrt{\frac{\pi kT}{q\Phi_{B0}}}\, \mathrm{erf}\left[\sqrt{\frac{q\Phi_{B0}}{kT}}\left(\frac{x}{l_0} - 1\right)\right]\Bigg|_0^{l_0} \approx \sqrt{\pi}\, L_D,\end{aligned} \tag{6.84}$$

unde L_D este lungimea Debye extrinsecă

$$L_D = \sqrt{kT\varepsilon/2N_D q^2}. \tag{6.85}$$

Aceeaşi valoare se obţine şi pentru integrala pe al treilea domeniu $(W - l_c, W)$. Integrala pe domeniul de mijloc, unde $V(x) = \Phi_{B0}$, are valoarea

$$\int_{l_0}^{W-l_c} \exp\left\{\frac{q[V(x) - \Phi_{B0}]}{kT}\right\} dx = \int_{l_0}^{W-l_c} dx = W - l_c - l_0 = W_B. \quad (6.86)$$

Strîngînd rezultatele date de relaţiile (6.84), (6.85), (6.86) se obţine expresia curentului

$$I_C = A_J \cdot \{qD_p n_i^2 [1 - \exp(qV_{CE}/kT)] / N_D (W_B + 2\sqrt{\pi} L_D)\}. \quad (6.87)$$

La *limita de pătrundere* $W_B = 0$, astfel că expresia curentului devine

$$I_C(V_{PT0}) = A_J \cdot \{qD_p n_i^2 [1 - \exp(-qV_{PT0}/kT) / 2\sqrt{\pi} L_D N_D\}; \quad (6.88)$$

aşa cum s-a arătat cu ocazia prezentării fenomenelor fizice, curentul are o valoare finită corespunzătoare unei grosimi efective a regiunii neutre a bazei

$$W_{Bef} = 2\sqrt{\pi} L_D. \quad (6.89)$$

Pentru exprimări analitice ulterioare este util să se facă notaţia

$$I_0 = A_J \cdot qD_p n_i^2 / 2\sqrt{\pi} L_D N_D. \quad (6.90)$$

Cu această notaţie, relaţia (6.88) capătă forma aproximativă

$$I_C(V_{PT0}) \approx I_0 \text{ pentru } V_{PT0} > 3kT/q. \quad (6.91)$$

b) **Curentul prin structură după pătrundere.** Pentru tensiuni $|V_{CE}| > V_{PT0}$, expresia potenţialului $V(x)$ — conform cu relaţiile (6.76), (6.73) şi (6.77) — are forma

$$V(x) = (qN_D/2\varepsilon) \cdot (2x_0 - x) x = (kT/q\, 4L_D^2) \cdot (2x_0 - x) x. \quad (6.92)$$

Folosind expresia de mai sus a potenţialului în relaţia (6.82), se obţine după integrare [22]

$$I_C = \\ = A_J \cdot \left\{ qD_p N_A \left[1 - \exp\left(\frac{qV_{CE}}{kT}\right)\right] \Big/ L_D\sqrt{\pi} \cdot \exp\left(\frac{x_0^2}{4L_D^2}\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{W - x_0}{2L_D}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{x_0}{2L_D}\right)\right]\right\}. \quad (6.93)$$

În cele mai multe cazuri se constată inegalităţile $W - x_0 > 2L_D$ şi $x_0 > 2L_D$, astfel că amîndouă funcţiile *erf* au valori aproximative unitare. Exponenţiala de la numitorul relaţiei (6.93) se prelucrează algebric conform cu relaţiile (6.85), (6.73) şi (6.70)

$$\exp\left(\frac{x_0^2}{4L_D^2}\right) = \exp\left[\frac{q(\Phi_{B0} - V_F)}{kT}\right] = \frac{N_A N_D}{n_i^2} \cdot \exp\left(-\frac{qV_F}{kT}\right). \quad (6.94)$$

Cu aceste precizări şi ţinînd seama de semnificaţia curentului I_0 — relaţia (6.90) — expresia curentului I_C devine

$$I_C = I_0 \left[1 - \exp\left(\frac{qV_{CE}}{kT}\right)\right] \cdot \exp\left(\frac{qV_F}{kT}\right). \quad (6.95)$$

Relaţia de mai sus pune în evidenţă creşterea puternică a curentului în condiţiile polarizării interne cu tensiunea V_F a joncţiunii bază-emitor.

Pentru a se pune în evidență dependența $I_C - V_{CE}$ se înlocuiește tensiunea V_F din relația de mai sus cu expresia acesteia (6.77) în funcție de excesul tensiunii aplicate $\Delta V = |V_{CE}| - V_{PT0}$; se obține

$$I_C = I_0\left[1 - \exp\left(\frac{qV_{CE}}{kT}\right)\right]\cdot \exp\left[\frac{q}{kT}\left(\frac{l_0}{W}\Delta V - \frac{l_0^2}{4W^2}\cdot\frac{(\Delta V)^2}{\Phi_{B0}}\right)\right]. \quad (6.96)$$

Se observă că pentru $\Delta V = 0$ se obține aceeași expresie a curentului ca și cea dată de relația (6.88); aceasta înseamnă că nu există discontinuități între regimul de tranzistor bipolar ($W_B \neq 0$) și regimul de pătrundere.

În continuare se va analiza și cazul structurilor aflate în *regim de pătrundere la echilibru termic* ($W < 2l_0$). În acest caz relația (6.95) rămîne valabilă, dar joncțiunea bază-emitor este polarizată direct intern ($V_F \neq 0$) chiar pentru $V_{CE} = 0$. Calculînd, se obține [22]

$$V_F = \Phi_{B0}\left(1 - \frac{W^2}{4l_0^2}\right) + \frac{1}{2}\Delta V - \frac{l_0^2}{4W^2}\cdot\frac{(\Delta V)^2}{\Phi_{B0}}, \quad (6.97)$$

unde

$$\Delta V = |V_{CE}|, \text{ deoarece } V_{PT0} = 0. \quad (6.98)$$

Combinînd relațiile (6.97) și (6.98) cu (6.95) se obține

$$I_C = I_0^*\left[1 - \exp\left(\frac{qV_{CE}}{kT}\right)\right]\cdot \exp\left[\frac{q}{kT}\left(\frac{\Delta V}{2} - \frac{l_0^2}{4W^2}\cdot\frac{(\Delta V)^2}{\Phi_{B0}}\right)\right], \quad (6.99)$$

unde curentul I_0^* are expresia

$$I_0^* = I_0 \exp\left[\frac{q\Phi_{B0}}{kT}\left(1 - \frac{W^2}{4l_0^2}\right)\right]. \quad (6.100)$$

Se observă că pentru cazul limită $W = 2l_0$, expresiile (6.99) și (6.96) coincid.

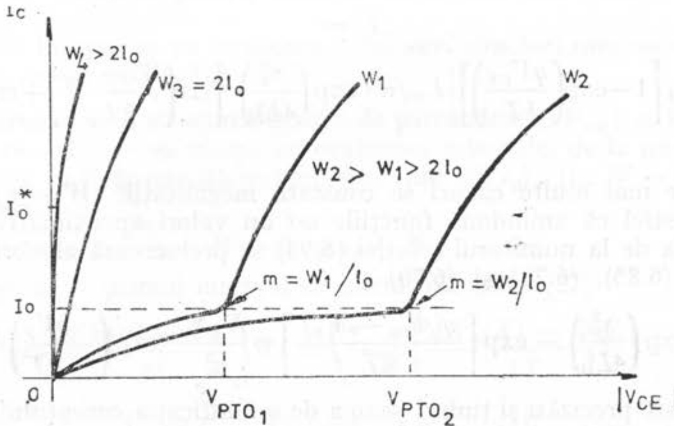


Fig. 6.13. — Dependența calitativă $I_C - V_{CE}$ la o structură p^+np^+ în regim de pătrundere, pentru diferite mărimi ale grosimii W.

Pentru a pune în evidență rezultatele obținute pînă acum, în figura 6.13 se prezintă dependența calitativă $I_C - V_{CE}$ la o structură p^+np^+ în condiții de pătrundere, pentru diverse grosimi a regiunii mediane, W.

Pentru structurile cu grosimile W_1 și W_2, aflate în relația $W_2 > W_1 > 2l_0$, se pune în evidență faptul că $V_{PTO_2} > V_{PTO_1}$ și faptul că la limita de pătrundere curentul I_C are aceeași valoare, independentă de mărimea W, așa cum rezultă din relația (6.95). Pentru o structură cu $W_3 = 2l_0$ se obține $V_{PTO} = 0$; pentru o structură cu $W_4 < 2l_0$ se obține pătrundere tot la $V_{CE} = 0$, dar imediat ce $|V_{CE}| > 3\,kT/q$ curentul ia valoarea $I_0^* > I_0$. Aceste rezultate derivă din relațiile (6.99) și (6.100). De asemenea se pune în evidență faptul că pe măsura scăderii lui W, dependența exponențială $I_C - V_{CE}$ pentru $|V_{CE}| > V_{PTO}$ devine mai puternică sau, cu alte cuvinte, scade factorul de idealitate; într-adevăr, relația (6.96), cît și (6.99), poate fi pusă sub forma

$$I_C = I_0\,[1 - \exp\,(qV_{CE}/kT)]\,\exp\,(q\Delta V/mkT), \tag{6.101}$$

unde m este factorul de idealitate. Observînd că $m = \Delta V/V_F$ și ținînd cont de relația (6.77), rezultă

$$m = 2W/(l_0 + x_0). \tag{6.102}$$

Analizînd relația de mai sus, rezultă:

— factorul de idealitate depinde direct proporțional cu W;

— factorul de idealitate crește cu tensiunea aplicată datorită micșorării abscisei x_0;

— pentru structuri aflate la limita $W = 2l_0$ se obține $m = 2$ pentru $V_{CE} = 0$ (deoarece aici $x_0 = l_0$).

Deși, aparent, problema străpungerii a fost epuizată, există interes în a se studia comportarea structurii la nivele de curenți mari în regim de pătrundere. La nivele mari de curenți, se obține o deviere puternică de la dependența exponențială. Acest lucru se datorează *curenților limitați de sarcina spațială*. În exprimarea dependenței $I_C - V_{CE}$ dedusă anterior s-a presupus o variație liniară a intensității cîmpului electric. Acest lucru este adevărat numai dacă concentrația de purtători mobili (goluri) este mult mai mică decît concentrația de ioni ai atomilor donori (N_D). Creșterea curentului prin structură determină creșterea concentrației de goluri; în măsura în care concentrația de goluri devine comparabilă sau mai mare decît N_D, cîmpul electric deviază puternic de la legea liniară. Exprimarea analitică a dependenței curent-tensiune devine în aceste condiții foarte dificilă. Se poate aprecia însă mărimea curentului a cărui valoare deviază cu 10% față de valoarea determinată cu relația (6.95); acest curent se notează I_{Ccr} și este dat de [21]

$$I_{Ccr} = \frac{1}{5}\cdot\frac{kT}{q}\cdot\frac{W}{x_0+l_0}\cdot A_J\left|\left[\frac{(W-x_0)\cdot\ln[(W-l_0)/L_D]\pm(W-x_0-L_D)}{\mu_{p0}qN_D}+\frac{1}{2}\cdot\frac{(W-x_0-L_D)^2}{\varepsilon\, v_s}\right],\right. \tag{6.103}$$

unde μ_{p0} este mobilitatea golului la cîmpuri electrice slabe, iar v_s este viteza limită a golului în cîmpuri electrice intense.

Pentru curenți $I_C \gg I_{Ccr}$, curentul devine limitat de sarcina spațială [23, 24]. În acest caz distribuția de potențial este determinată de sarcina purtătorilor mobili, sarcină dependentă de mărimea curentului. În dispozitive cu dotare slabă în impurități a regiunii mediane, cîmpul electric este slab și nu apare saturarea vitezei purtătorilor. Presupunînd $x_0 \to 0$ sau,

echivalent, $x_0 \ll W$, expresia caracteristicii statice poate fi aproximată prin binecunoscuta dependență parabolică Mott și Gurney

$$I_C = A_J \frac{9}{8} \cdot \frac{\varepsilon \mu_{p0}}{W^3} \left(|V_{CE}| - \frac{1}{2} \cdot \frac{qN_D}{\varepsilon} \cdot W^2 \right)^2. \quad (6.104)$$

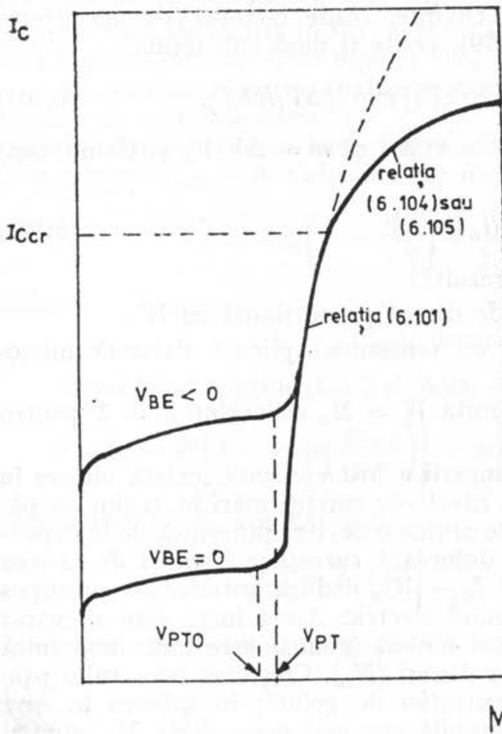


Fig. 6.14. — Dependența completă a curentului I_C de tensiunea V_{CE} la o structură p^+np^+ în regim de pătrundere, pentru $V_{BE} = 0$ și pentru o polarizare directă a joncțiunii bază-emitor.

Dacă cîmpul electric are valori mari se produce saturarea vitezei golurilor la valoarea v_s și caracteristica curent-tensiune devine liniară, de forma

$$I_C = A_J \frac{2\varepsilon v_s}{W^2} \left(|V_{CE}| - \frac{1}{2} \cdot \frac{qN_D}{\varepsilon} \cdot W^2 \right). \quad (6.105)$$

Dependența completă a curentului I_C de tensiunea V_{CE} este prezentată calitativ în figura 6.14, pentru $V_{CE} = 0$ și pentru o polarizare directă a joncțiunii bază-emitor. Pentru $|V_{CE}| > V_{PT}$ curentul pornește pe o caracteristică exponențială — relația generală (6.101); după depășirea valorii I_{Ccr}, curentul se abate de la caracteristica exponențială, urmînd o zonă de tranziție. La nivele mari de curenți, caracteristica are o variație mai slabă, dată de zona curenților limitați de sarcina spațială — relațiile (6.104) sau (6.105). Figura 6.14 mai pune în evidență și faptul că pentru o polarizare directă a joncțiunii bază-emitor pătrunderea are loc la o tensiune $V_{PT} > V_{PT0}$ dar, odată intrată în acest regim, dependența curent-tensiune nu mai este controlată de tensiunea V_{BE} (afirmată valabilă pentru structuri cu $L \gg W$).

Studiul zonei curenților limitați de sarcina spațială prezintă interes pentru că în această zonă caracteristica curent-tensiune nu mai are caracter de străpungere, datorită variației lente a curentului cu tensiunea aplicată. Această observație stă la baza conceperii de structuri cu dopare slabă a regiunii mediane, astfel că valoarea curentului I_{Ccr} este mică și, ca urmare, zona curenților exponențiali este redusă, la limită putînd dispare. În felul acesta pătrunderea nu mai duce la străpungerea dispozitivului, curenții fiind de la început limitați de sarcina spațială.

6.2. Străpungerea unor structuri fizice fundamentale

6.2.1. Joncţiunea *pn*

Străpungerea joncţiunii *pn* se va studia, în cadrul acestei secţiuni, pentru structuri ideale care nu prezintă imperfecţiuni de volum sau de suprafaţă.

a) **Străpungerea joncţiunii plane (unidimensionale).** Tensiunea de străpungere a joncţiunilor abrupte asimetrice din siliciu poate fi aproximată de relaţia

$$V_{BR} \approx K_1 \cdot 10^{13} N^{-3/4} \text{ (V)}, \tag{6.106}$$

unde N este concentraţia de impurităţi în regiunea slab deopată (în cm^{-3}). iar K_1 este o constantă; $K_1 = 6$ conform [25] sau $K_1 = 5{,}3$ conform [26]. Grosimea regiunii de sarcină spaţială la străpungere, corespunzătoare acestui tip de joncţiune, este dată de relaţia aproximativă

$$x_d (V_{BR}) = 2{,}5 \cdot 10^{-2} (V_{BR})^{7/6} \text{ (µm)}. \tag{6.107}$$

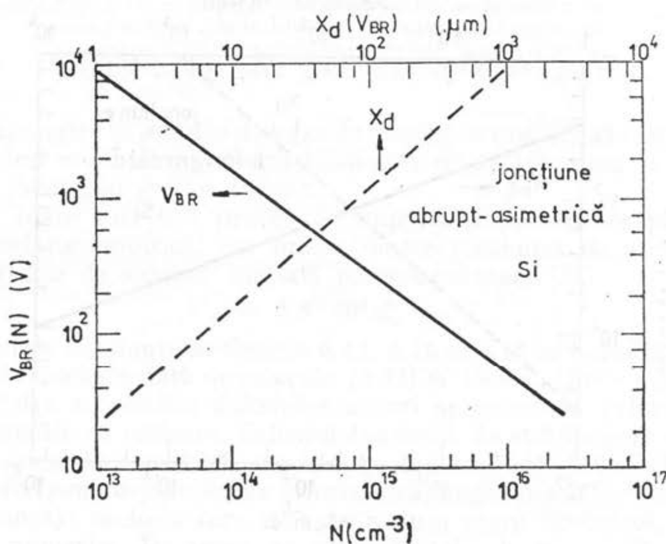


Fig. 6.15. – Dependenţa tensiunii de străpungere şi a grosimii regiunii de sarcină spaţială la străpungere de concentraţia de impurităţi, pentru o joncţiune abruptă, asimetrică, din siliciu.

Dependenţa tensiunii de străpungere şi a grosimii regiunii de sarcină spaţială la străpungere de concentraţia de impurităţi, pentru o joncţiune abruptă asimetrică – conform relaţiilor (6.106) şi (6.107) – este prezentată grafic în figura 6.15.

Pentru o joncțiune pn la care concentrațiile de impurități în cele două zone (N_A și N_D) sînt comparabile se utilizează aceleași relații ca mai sus, concentrația N înlocuindu-se cu o concentrație efectivă [27]

$$1/N_{ef} = 1/N_A + 1/N_D. \qquad (6.108)$$

Tensiunea de străpungere a joncțiunilor pn din siliciu, gradate liniar, este dată de

$$V_{BR} = K_2 \cdot 10^9 a^{-2/5}, \qquad (6.109)$$

unde a este gradientul concentrației de impurități (în cm^{-4}), iar K_2 un coeficient egal cu 9,3 sau 8,93, după referințele [25], respectiv [26]. Grosimea totală a regiunii de sarcină spațială la străpungere se poate calcula cu relația

$$x_d(V_{BR}) = 2{,}15 \cdot 10^{-2}\,(V_{BR})^{7/6}\,(\mu\text{m}). \qquad (6.110)$$

Figura 6.16 redă grafic dependența de gradientul concentrației de impurități a tensiunii de străpungere și a grosimii totale a regiunii de sarcină spațială la străpungere pentru o joncțiune liniar gradată, din siliciu.

Pentru joncțiuni difuzate, tensiunea de străpungere se situează între o valoare maximă în cazul aproximării profilului de impurități cu o distribuție abruptă asimetrică și o valoare minimă în cazul aproximării gradat liniare. Un set complet de curbe ale tensiunii de străpungere funcție de concentrația

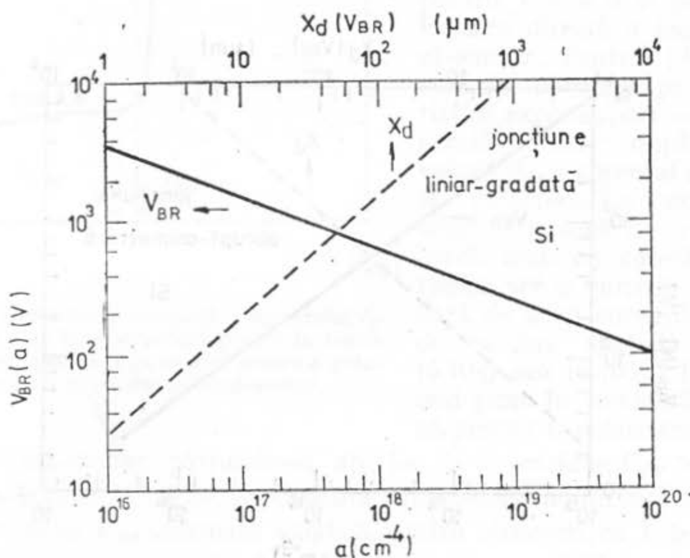


Fig. 6.16. — Dependența tensiunii de străpungere și a grosimii regiunii de sarcină spațială la străpungere de gradientul, concentrației de impurități, pentru o joncțiune liniar gradată din siliciu.

de impurități a substratului în care s-a realizat difuzia C_B trebuie să conțină următorii parametri:

— concentrația de impurități la suprafață (C_0);

— adîncimea de difuzie (x_J);

— tipul profilului de impurități: *erfc*, *gauss* etc.

O exemplificare în acest sens îl constituie figura 6.17 unde se prezintă dependența tensiunii de străpungere a unei joncțiuni difuzate, profil erfc, în funcție de concentrația de impurități a substratului (C_B), pentru diferite adîncimi ale joncțiunii [13]; concentrația de impurități la suprafață este constantă $C_0 = 10^{18}$ cm^{-3}. Se observă că la adîncimi de joncțiune mici ten-

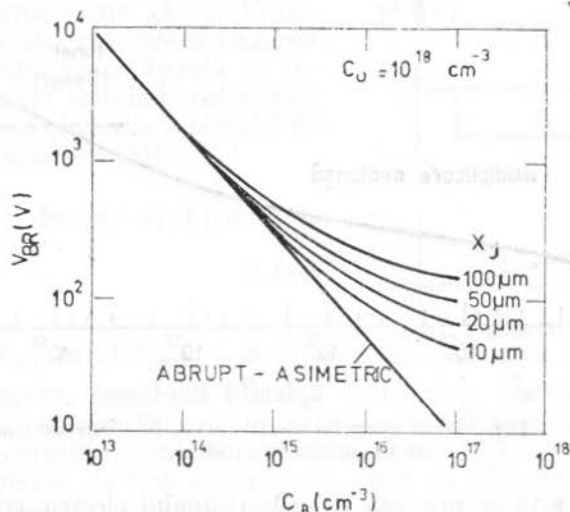


Fig. 6.17. — Dependența tensiunii de străpungere a unei joncțiuni plane difuzate, din siliciu, în funcție de concentrația de impurități din substrat, pentru diferite adîncimi ale joncțiunii (profil erfc, $C_0 = 10^{18}$ cm^{-3}).

siunea de străpungere se apropie de valorile oferite de profilul abrupt asimetric; pentru adîncimi mari ale joncțiunii tensiunea de străpungere se apropie de aproximația joncțiunii gradat liniare.

Pentru toate cele trei profile de impurități prezentate pînă aici, se poate da o relație empirică, dar unică, dintre tensiunea de străpungere și grosimea regiunii de sarcină spațială corespunzătoare [28]

$$V_{BR} = 5{,}8 \cdot 10^4 x_d^{0{,}54}. \tag{6.111}$$

Rezultatele conținute în figurile 6.15, 6.16 și 6.17 se bazează pe metoda integralelor de ionizare dată de relațiile (6.32) și (6.33). Unele mici diferențe care există între rezultatele diferiților autori se referă la valorile utilizate pentru coeficienții de ionizare. Calculul tensiunii de străpungere cu ajutorul integralei de ionizare reprezintă cea mai precisă metodă de calcul a tensiunii de străpungere (pentru joncțiunile la care străpungerea are loc prin multiplicare în avalanșă); metoda cere însă un volum mare de calcul, de regulă, prin metode numerice. De aceea, se oferă, în schimb, o metodă simplă, dar mai puțin precisă de calcul a tensiunii de străpungere, pe baza *conceptului de cîmp critic*. Conform acestui concept, joncțiunea se străpunge la o tensiune pentru care valoarea maximă a cîmpului electric din regiunea de sarcină spațială atinge o valoare critică, $\mathcal{E}_{cr}$. Aceste valori au fost extrase din corelarea mărimii tensiunii de străpungere la joncțiuni plane, abruptă-asimetrice, cu valorile cîmpului electrice maxim. Valorile critice ale cîmpului electric, astfel extrase, sînt recomandate pentru calculul tensiunii de străpungere la orice tip de joncțiune, indiferent de profilul cîmpului electric. Acest lucru este justificat de faptul că valoarea integralei de ionizare se realizează

în cea mai mare proporție în zona de cîmp maxim — datorită dependenței exponențiale de cîmp a coeficienților de ionizare — și depinde foarte puțin de forma de variație a cîmpului în zona valorilor mici ale acestuia.

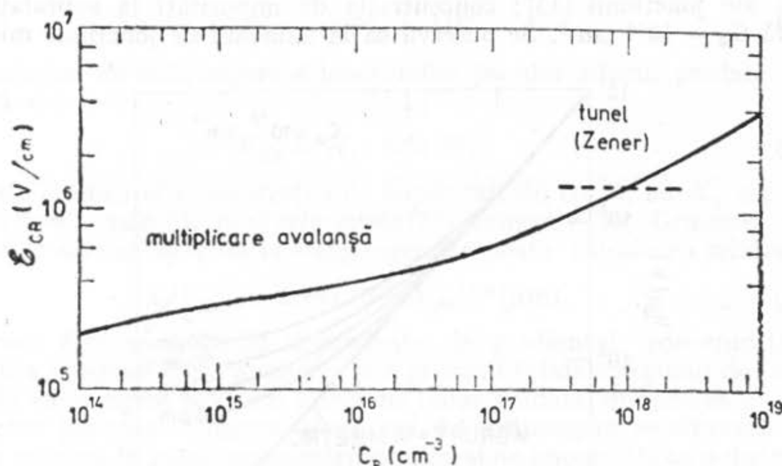


Fig. 6.18. — Dependența cîmpului electric critic în siliciu de concentrația de impurități în substrat.

În figura 6.18 se prezintă valorile cîmpului electric critic în siliciu în funcție de concentrația de impurități din substrat (C_B); curba acoperă atît zona multiplicării în avalanșă cît și zona efectului Zener. Utilizarea fără discernămînt a conceptului de cîmp critic poate aduce uneori la erori mari [29].

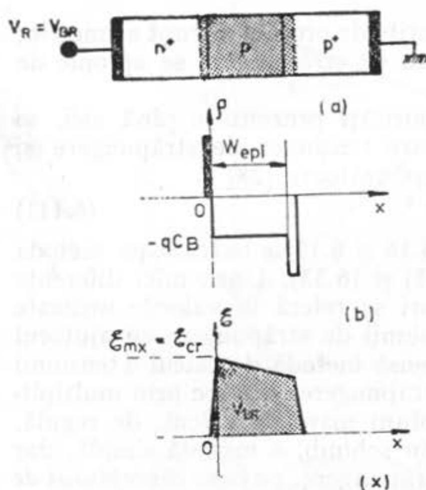


Fig. 6.19. — Joncțiune np realizată prin tehnică epitaxială în regim de atingere (a); distribuția idealizată de sarcina electrică (b) și cîmp electric (c).

Tot în cadrul modelelor plane (unidimensionale) trebuie cunoscută limitarea tensiunii de străpungere prin efectul atingerii [30]. Efectul atingerii se poate întîlni la joncțiuni realizate pe un strat epitaxial crescut pe un substrat puternic dopat. Structura, precum și distribuțiile de sarcină și cîmp electric sînt prezentate în figura 6.19. Atingerea substratului puternic dopat de către regiunea de sarcină spațială produce modificări ale formei intensității cîmpului electric și, implicit, ale valorii tensiunii de străpungere. Utilizînd conceptul de cîmp critic, valoarea tensiunii de străpungere în condiții de atingere este dată de

$$V_{BR} = \mathcal{E}_{cr} W_{epi} - qC_B W_{epi}^2/2, \quad (6.112)$$

unde W_{epi} este grosimea metalurgică a stratului epitaxial, iar C_B — concentrația de impurități din stratul epitaxial.

Un caz idealizat de joncțiune pn care lucrează în condiții de atingere este joncțiunea (dioda) pin, caracterizată prin aceea că stratul epitaxial este nedopat cu impurități ($C_B = 0$). Structura pin precum și distribuția de cîmp

electric şi potenţial electric sînt prezentate în figura 6.20; cîmpul electric are o valoare constantă, iar potenţialul are o distribuţie liniară. Conform relaţiei (6.112), cu particularizarea $C_B = 0$, tensiunea de străpungere în acest caz dată de

$$V_{BR} = \mathscr{E}_{cr} W_{epi}, \tag{6.113}$$

unde cîmpul critic pentru siliciu intrinsec are valori de aproximativ $18 \div 20$ V/μm.

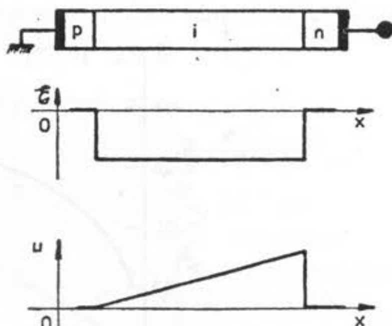


Fig. 6.20. — Distribuţia de cîmp electric şi potenţial electric într-o structură *pin*.

Pentru această structură se poate da şi o relaţie analitică simplă bazată pe integrala de ionizare; utilizînd coeficientul de ionizare efectiv şi relaţia integralei de ionizare corespunzătare [36]

$$\int_0^{W_{epi}} \alpha_{ef}\, dx = \int_0^{W_{epi}} A \cdot \exp(-B/|\mathscr{E}|)\, dx = 1, \tag{6.114}$$

se obţine

$$V_{BR} = BW_{epi}/\ln(AW_{epi}). \tag{6.115}$$

b) **Străpungerea joncţiunii planare.** Joncţiunea realizată prin difuzie este o joncţiune planară. Datorită difuziei printr-o mască realizată în oxid, joncţiunea are o porţiune centrală, plană, mărginită însă, inerent, de porţiuni cilindrice sau sferice, de rază aproximativ egală cu adîncimea joncţiunii. În regiunile cilindrice sau sferice intensitatea cîmpului electric este mai mare decît în regiunea plană. De aceea, tensiunea de străpungere a joncţiunii pla-

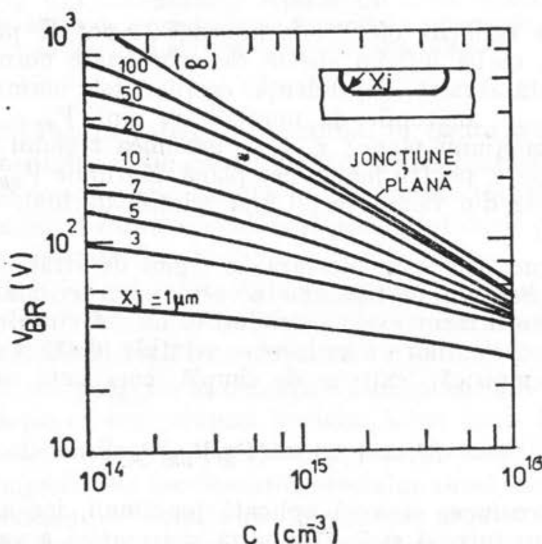


Fig. 6.21. — Tensiunea de străpungere a joncţiunilor planare din siliciu în funcţie de concentraţia de impurităţi din substrat, pentru diferite adîncimi ale joncţiunii (profil de impurităţi abrupt asimetric).

nare este mai mică decît a joncţiunii plane. Într-o astfel de structură valoarea critică a cîmpului şi, implicit, multiplicarea în avalanşă are loc în regiunile curbe. În figura 6.21 se prezintă tensiunea de străpungere a unei joncţiuni

planare în funcție de concentrația de impurități din substrat (profil de impurități abrupt, asimetric) pentru diferite adîncimi ale joncțiunii [31]. Este ușor de observat că pentru valorile normale ale adîncimilor de joncțiune ($x_J = 1 \dots 5$ µm) scăderea tensiunii de străpungere față de joncțiune plană este semnificativă, în special pentru substrate slab dopate.

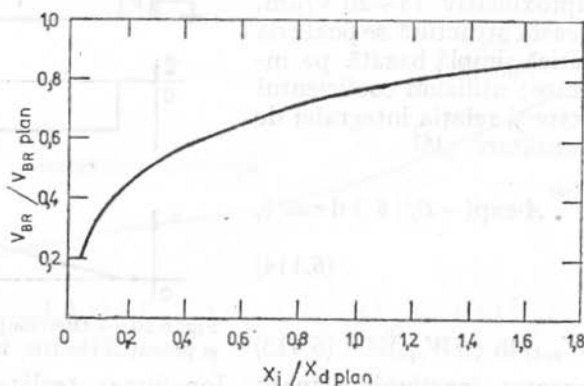


Fig. 6.22. – Dependența tensiunii de străpungere a joncțiunilor planare (normalizată la tensiunea de străpungere a joncțiunilor plane) de raza de curbură a joncțiunii (normalizată la grosimea regiunii de sarcină spațială, la străpungere, a joncțiunilor plane).

Rezultatele explicite oferite de figura 6.21 pot fi prezentate sintetic printr-o singură curbă într-un sistem de coordonate normalizate [32]. Figura 6.22 prezintă această dependență, coordonatele normalizate fiind $V_{BR}/V_{BR\,\text{plan}}$ și $x_J/x_{d\,\text{plan}}$; mărimile de normalizare sînt $V_{BR\,\text{plan}}$ — tensiunea de străpungere a joncțiunii plane; $x_{d\,\text{plan}}$ — grosimea regiunii de sarcină spațială, la străpungere, pentru joncțiunea plană. Mărimile $V_{BR\,\text{plan}}$ și $x_{d\,\text{plan}}$ sînt oferite de curbele din figura (6.15) sau relațiile (6.106), (6.107) — pentru siliciu.

Pentru structurile care lucrează în regim de străpungere interesează și dependența curentului de tensiune în vecinătatea tensiunii de străpungere. Acest lucru poate fi făcut exact calculînd valorile factorului de multiplicare M cu ajutorul coeficienților de ionizare — relațiile (6.42) și (6.43). Se preferă, însă, o relație empirică, extrem de simplă, cunoscută sub denumirea de relația lui Miller

$$M = 1 / [1 - (V_R/V_{BR})^n], \tag{6.116}$$

unde V_R este tensiunea inversă aplicată joncțiunii, iar n — un coeficient, de regulă, cuprins între 3 și 7. O analiză sistematică a valabilității acestei relații a fost făcută în lucrările [15] și [12]. Cele mai importante concluzii care se desprind sînt:

— relația (6.116) se aplică mai bine la joncțiunile p^+n decît la joncțiunile n^+p;

— joncțiunile p^+n au un cot al caracteristicii mai pronunțat („tare") față de cotul caracteristicii pentru o joncțiune n^+p (cot „moale"). Acest lucru se datorează inegalității coeficienților de ionizare $\alpha_n > \alpha_p$. Observa-

ţiile de mai sus sînt valabile numai pentru joncţiuni ideale la care se poate neglija curentul de generare în regiunea de sarcină spaţială.

Joncţiunile la care ponderea curentului de generare în regiunea de sarcină spaţială este apropiată de unitate — cum este cazul siliciului — nu mai prezintă deosebiri ale caracteristicii curent-tensiune între cele două

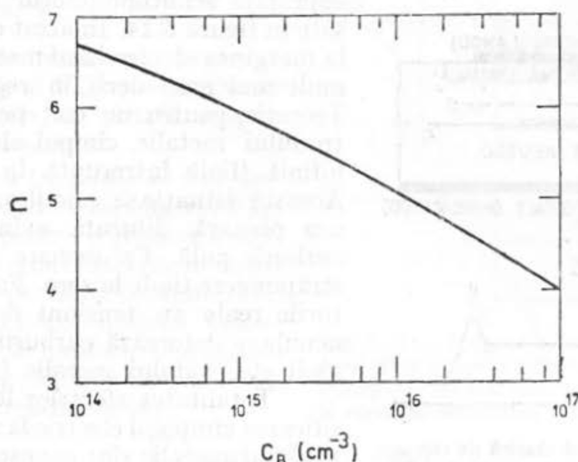


Fig. 6.23. — Dependenţa exponentului n din relaţia lui Miller de concentraţia de impurităţi a substratului la joncţiuni abrupte asimetrice, din siliciu.

tipuri, p^+n şi n^+p. Pentru astfel de joncţiuni, în figura 6.23 se reprezintă dependenţa exponentului n din relaţia (6.116) de concentraţia de impurităţi a substratului. Din acest grafic rezultă că joncţiunile realizate pe substrate slab dopate au un cot al caracteristicii mai pronunţat decît joncţiunile realizate pe substrate puternic dopate.

Datele cantitative prezentate în această secţiune sînt valabile pentru temperatura camerei, 300 K. Dependenţa de temperatură a tensiunii de străpungere are loc diferit după fenomenul care o determină.

Tensiunea de străpungere, în condiţiile multiplicării în avalanşă, are un coeficient de variaţie cu temperatura pozitiv. Acest lucru se datoreşte scăderii valorilor coeficienţilor de ionizare cu temperatura (vezi figura 6.2).

Dacă străpungerea are loc datorită efectului tunel, tensiunea de străpungere are un coeficient de variaţie cu temperatura negativ. Această comportare este legată de faptul că lărgimea benzii interzise (E_G) scade odată cu creşterea temperaturii.

Pentru tensiuni de străpungere $V_{BR} \in (4 \ldots 6)\, E_G/q$, ponderile fenomenului multiplicării în avalanşă şi a efectului tunel sînt comparabile; de aceea, la aceste joncţiuni coeficientul variaţiei cu temperatura a tensiunii de străpungere este foarte mic, chiar nul. Pentru siliciu, joncţiunile avînd o tensiune de străpungere în jur de 5 V au un coeficient extrem de mic de variaţie cu temperatura. Aceste joncţiuni sînt folosite ca referinţe de tensiune.

6.2.2. Contactul metal-semiconductor redresor

Pentru un contact metal-semiconductor redresor, model *unidimensional*, străpungerea se tratează identic ca la o joncţiune plană, abruptă asimetrică. Problemele specifice apar în cazul *structurilor planare* (bidimensionale). Structura clasică de contact metal-semiconductor redresor împreună cu distribuţia de cîmp electric maxim, de la suprafaţa semiconductorului, sînt prezentate în figura 6.24. În acest caz, cîmpul de la marginea electrodului metalic are valori mult mai mari decît în regiunea plană. Teoretic, pentru un colţ perfect al electrodului metalic, cîmpul electric tinde la infinit (linie întreruptă în figura 6.24). Această situaţie se asimilează cu joncţiunea planară difuzată avînd o rază de curbură nulă. Ca urmare, tensiunea de străpungere tinde la zero. Faptul că structurile reale au tensiuni de străpungere nenule se datorează curburii finite a marginii electrodului metalic [33, 34].

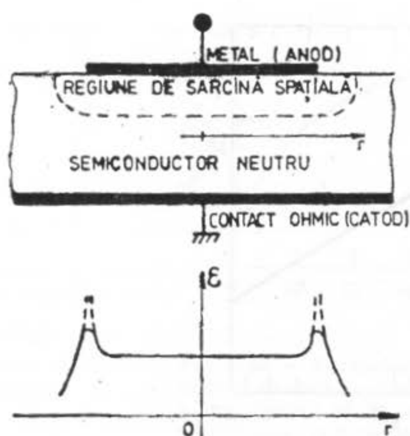


Fig. 6.24. — Structură clasică de contact metal-semiconductor redresor şi distribuţia cîmpului electric maxim (la suprafaţa semiconductorului).

Totalitatea efectelor legate de intensificarea cîmpului electric la marginea electrodului metalic sînt cunoscute sub denumirea de efecte de margine. Reducerea acestor efecte va fi studiată în secţiunea 6.4.

6.2.3. Capacitorul MOS în regim de golire adîncă [35, 36, 37]

Tensiunea de străpungere a capacitorului MOS a fost raportată, pentru prima dată, de Goetzberger şi Nicollian [38,39] care au exprimat condiţiile de dopaj în care se obţine o avalanşă uniformă pentru grosimi ale oxidului în jur de 0,1 μm. Cunoaşterea mai generală şi mai precisă a tensiunii de străpungere a capacitoarelor MOS este necesară în aplicaţii bazate pe regimul tranzitoriu de golire adîncă al acestor dispozitive. De asemenea, regimul de golire adîncă apare şi în condiţii staţionare pentru capacitoarele MOS care se învecinează cu joncţiuni *pn* polarizate invers [30]. Aşa cum se va arăta în secţiunile 6.3, 6.5 şi 6.6, tensiunea de străpungere a unei largi varietăţi de diode planare şi tranzistoare poate fi impusă prin proiectarea capacitorului MOS constituent.

Geometria dispozitivului. Modelul bidimensional al capacitorului MOS folosit în calcule este prezentat în figura 6.25. Geometria orizontală este rectangulară sau circulară, cu o grosime respectiv diametru, suficient de mare pentru a asigura un aspect plan al regiunii de sarcină spaţială în regiunea centrală a dispozitivului. Variaţiile calitative ale cîmpului electric de-a lungul interfeţei (jos) şi de-a lungul regiunii de sarcină spaţială (stînga) sînt, de asemenea, prezentate în figura 6.25. Calculele de cîmp electric au arătat că punctul M, unde se situează maximul cîmpului în siliciu, poate fi situat oriunde între punctul I (centrul interfeţei) şi punctul B' (proiecţia marginii electrodului metalic pe interfaţa oxid-siliciu) în funcţie de tensiunea de poartă şi parametrii fizici ai dispozitivului.

Linia $ABCDEFGI$ defineşte conturul de integrare pentru calculul bidimensional al potenţialului; în interiorul acestuia, linia $IJNH$ delimitează

regiunea de sarcină spațială, iar linia $HNJC$ reprezintă echipotențiala de zero volți.

Corecția cu tensiunea de benzi netede. Întreaga tratare matematică folosește o tensiune de benzi netede nulă sau, cu alte cuvinte, se lucrează cu tensiuni de poartă și de străpungere ideale, definite de relațiile:

$$V'_G = V_G - V_{FB};\quad V'_{BR} = V_{BR} - V_{FB}, \tag{6.117}$$

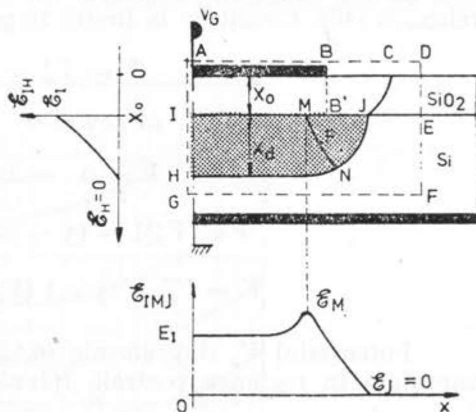


Fig. 6.25. — Modelul bidimensional al capacitorului MOS folosit în calcule, cu variația calitativă a cîmpului electric de-a lungul interfeței (jos) și în regiunea de sarcină spațială centrală (stînga).

unde V_{FB} este tensiunea de benzi netede, iar V'_G și V'_{BR} sînt tensiunile reale măsurabile, de poartă respectiv de străpungere.

Definirea tensiunii de străpungere. Tensiunea de străpungere, V'_{BR}, este definită pentru o grosime a oxidului x_0 și o concentrație a substratului, C_B, ca fiind tensiunea de poartă V'_G care face unitară valoarea integralei de ionizare de-a lungul liniei de cîmp MN, adică în conformitate cu relația (6.36)

$$\int_M^N \alpha_{ef}(\mathscr{E})\, dl \bigg|_{V'_G \equiv V'_{BR}} = 1. \tag{6.118}$$

În această abordare a problemei sînt făcute două presupuneri de bază și anume: (i) valoarea maximă a integralei de ionizare se consideră a avea loc de-a lungul liniei de cîmp MN care pleacă din punctul M de cîmp maxim și (ii) raportul coeficienților de ionizare α_p/α_n este considerat constant și egal cu valoarea sa de la cîmpul maxim ($\mathscr{E}_M$) — presupunere care justifică conceptul de coeficient efectiv de ionizare. Amîndouă presupunerile sînt justificate de natura intrinsecă a coeficienților de ionizare în siliciu ca parametri puternic dependenți de intensitatea cîmpului electric, ceea ce face ca regiunea implicată în ionizare puternică să fie foarte localizată în jurul locației M a cîmpului electric maxim; cu alte cuvinte, străpungerea prin avalanșă a dispozitivului este controlată prin cîmp critic. Valorile cîmpului critic pentru o astfel de structură nu sînt cunoscute. Același concept de coeficient efectiv de ionizare determină ca tensiunile de străpungere a capacitoarelor MOS cu substrat p sau n să fie egale. În calcule s-a lucrat cu tensiuni de poartă pozitive corespunzătoare substratului p, pentru conveniență algebrică.

Distribuția de potențial și cîmp electric. Distribuția potențialului electric s-a calculat prin integrarea numerică a ecuației lui Poisson

$$\partial^2 V/\partial x^2 + \partial^2 V/\partial y^2 = -\rho/\varepsilon, \tag{6.119}$$

pe domeniul pe interiorul conturului $ABCDEFGHI$. În relația (6.119), cu ε s-a notat constanta dielectrică a materialului (siliciu sau bioxid de siliciu) și cu ρ — rezistivitatea materialului:

$$\rho = \begin{cases} 0 \text{ (în oxid)}; \\ -qC_B \text{ (în siliciu)}, \end{cases} \tag{6.120}$$

unde q este sarcina electronului. Relația (6.120) în siliciu implică golirea completă de purtători a regiunii de sarcină spațială (aproximația de golire).

Regiunea de sarcină spațială indusă de cîmp are în timpul calculelor o frontieră (linia $HNJC$) autoajustabilă, prin forțarea de către program a potențialului electric spre valoarea nulă, după secțiunea unde aceasta schimbă de semn [29].

Ecuația lui Poisson (6.119) este rezolvată numeric prin metoda suprarelaxării [40]. Condițiile la limită impuse pe contur sînt:

$$V = V'_G \quad \text{– linia } AB; \tag{6.121}$$

$$\partial V/\partial y = 0 \quad \text{– linia } BD \tag{6.122}$$

$$V = 0 \quad \text{– linia } DFGH; \tag{6.123}$$

$$V = V_S[1 - (y - x_0)/x_d]^2 \quad \text{– linia } HI; \tag{6.124}$$

$$V = V'_G - (y/x_0)\,(V'_G - V_S) \quad \text{– linia } IA. \tag{6.125}$$

Potențialul V_S din relațiile (6.124) și (6.125) reprezintă potențialul la suprafață în regiunea centrală (plană) a dispozitivului

$$V_S = qC_Bx_d^2/K_S\varepsilon_0, \tag{6.126}$$

unde x_d este adîncimea regiunii de sarcină spațială în aceeași zonă; valoarea lui x_d se calculează cu relația

$$x_d = -K_S/K_0 \cdot x_0 + \sqrt{(K_S/K_0)^2 \cdot x_0^2 + (2K_S\varepsilon_0/qC_B) \cdot V'_G}, \tag{6.127}$$

notațiile folosite fiind: K_S și K_0 – permitivitățile relative ale siliciului, respectiv ale bioxidului de siliciu, ε_0 – permitivitatea vidului.

Procedura suprarelaxării se aplică pe domeniul mărginit de conturul $ABCDEFGHI$ și are ca rezultat o matrice a potențialelor V_P în fiecare nod al relației, P.

Intensitatea cîmpului electric în fiecare nod P, notată cu $\mathcal{E}_p$, este calculată cu

$$\mathcal{E}_p = (1/2h)\sqrt{(\Delta_x V)_p^2 + (\Delta_y V)_p^2}, \tag{6.128}$$

unde diferențele de potențial $(\Delta_x V)_p$ și $(\Delta_y V)_p$ sînt calculate prin scăderea potențialelor vecine (adică, sus-jos și stînga-dreapta), iar h este latura celulei pătrate a rețelei.

Integrala de ionizare și tensiunea de străpungere. Linia de cîmp electric MN a cărei integrală de ionizare este maximă este definită geometric ca pornind din nodul de cîmp electric maxim M și urmînd direcția vectorului cîmp electric.

Integrala de ionizare (6.118) este calculată numeric, folosind coeficienții de ionizare, dependenți de cîmpul electric, calculați la fiecare intersecție a liniei MN cu liniile orizontale ale rețelei. În calcule sînt introduse valori crescătoare ale tensiunii V'_G pînă cînd valoarea calculată a integralei de ionizare se află într-o vecinătate dată a unității, atunci obținîndu-se tensiunea de străpungere, V'_{BR}, corespunzătoare grosimii de oxid x_0 și concentrației de impurități în substrat C_B considerate.

Rezultate și discuții. Rezultatele calculelor sînt date în figura 6.26 ca dependență a tensiunii de străpungere V'_{BR} în funcție de concentrația de impurități din substrat C_B, avînd ca parametru grosimea oxidului, x_0. Domeniul de variație a mărimilor C_B și x_0 cuprinde valorile cele mai folosite, adică $C_B = 10^{14} \ldots 10^{18}\ \mathrm{cm}^{-3}$ și $x_0 = 0{,}01 \ldots 5{,}00\ \mu\mathrm{m}$. Curbele din figura 6.26 au relevat următoarele aspecte interesante.

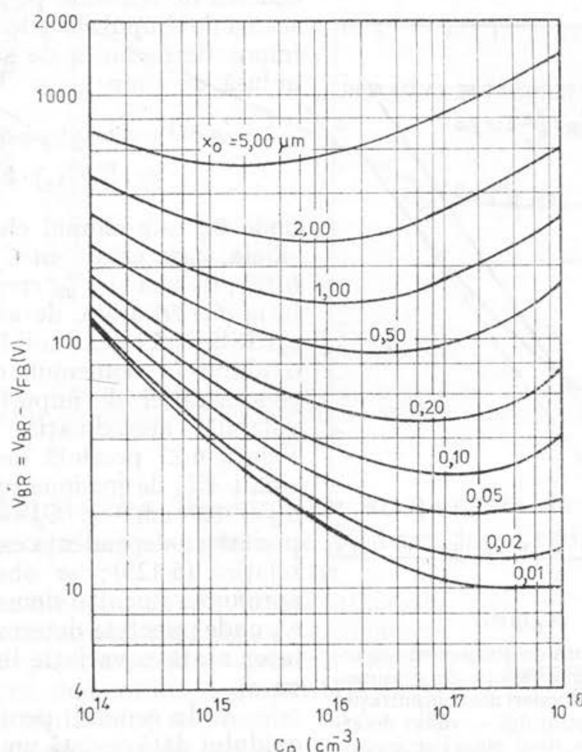


Fig. 6.26. — Tensiunea de străpungere a capacitorului MOS în regim de golire adîncă în funcție de concentrația de impurități a substratului, cu parametru grosimea oxidului.

a. La grosimi de oxid mici și dopaje slabe ($x_0 \leqslant 0{,}1\ \mu\mathrm{m}$ și $C_B \leqslant 10^{17}\ \mathrm{cm}^{-3}$) tensiunea de străpungere crește cu scăderea concentrației de impurități din substrat, iar străpungerea se localizează la marginea electrodului metalic (punctul B', în figura 6.25). Acest lucru este ușor explicabil prin contribuția neglijabilă a căderii de tensiune pe oxid în cadrul tensiunii de străpungere totală a capacitorului: tensiunea de străpungere a capacitorului fiind egală cu tensiunea de străpungere a regiunii de sarcină spațială indusă de cîmp urmează legea binecunoscută a joncțiunilor semiconductoare, adică crește cu scăderea dopajului. Tensiunea de străpungere a regiunii de sarcină spațială indusă de cîmp este, totodată, mult mai mică decît aceea a unei joncțiuni plane datorită intensificării cîmpului electric la marginea electrodului metalic; dependența ei de dopaj seamănă cu aceea a unei joncțiuni cilindrice sau sferice a cărei adîncime se modifică cu polarizarea.

b. Pentru grosimi de oxid mari și dopaje înalte ($x_0 \geqslant 1\ \mu\mathrm{m}$, $C_B \geqslant 10^{16}\ \mathrm{cm}^{-3}$) tensiunea de străpungere crește cu creșterea concentrației de impuri-

tăţi din substrat şi străpungerea se localizează în regiunea centrală (plană) a dispozitivului. Străpungerea uniformă care apare aici a fost explicată de Goetzberger şi Nicollian [39] prin gruparea liniilor de cîmp în oxid, model verificat de calculele cîmpului electric. Creşterea aparent paradoxală a tensiunii de străpungere cu creşterea dopajului este explicată prin aproximaţia grosieră a neglijării căderii de tensiune pe semiconductor în comparaţie cu căderea de tensiune pe oxid şi ţinînd seama de cîmpul electric de străpungere impus de regiunea de sarcină spaţială indusă de cîmp:

$$V'_{BR} \approx V_{\text{oxid la străpungerea siliciului}} = (K_S/K_0)\cdot \mathcal{E}_{cr} x_0, \qquad (6.129)$$

unde $\mathcal{E}_{cr}$ este cîmpul electric critic în siliciu, care creşte cu C_B (vezi figura 6.18); de aici şi V'_{BR} creşte cu C_B. Relaţia (6.129) arată, de asemenea, o variaţie liniară a tensiunii V'_{BR} cu grosimea oxidului în domeniul de variaţie a concentraţiei de impurităţi unde este valabilă aproximaţia de mai sus. Figura 6.27 prezintă dependenţa tensiunii V'_{BR} de grosimea oxidului, pentru $C_B = 10^{16}\,\text{cm}^{-3}$ şi $C_B = 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$ împreună cu dependenţa calculată pe baza relaţiei (6.129); se observă o bună aproximare pentru domeniile de x_0 şi C_B unde punctele determinate pe calculator arată o variaţie liniară a lui V'_{BR} cu x_0.

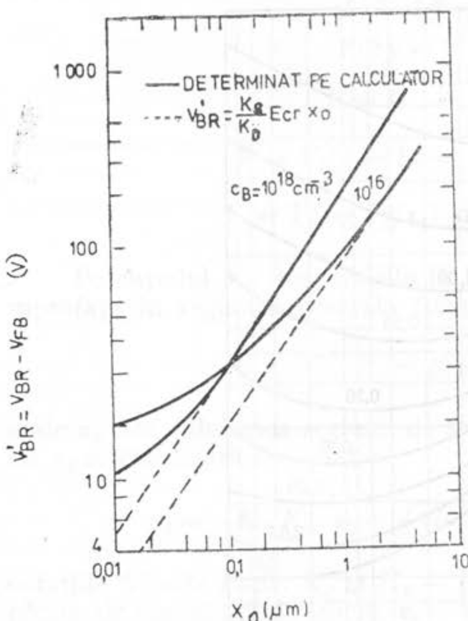


Fig. 6.27. — Tensiunea de străpungere în regim de golire adîncă în funcţie de grosimea oxidului, pentru două valori ale concentraţiei de impurităţi a substratului — valori determinate de calculator (linii plane) şi aproximate cu relaţia (6.129) (linii întrerupte).

c. În general, pentru o grosime a oxidului dată, există un dopaj la care tensiunea de străpungere este minimă. Determinările pe calculator au arătat faptul că străpungerea comută de la marginea electrodului metalic (B', figura 6.25) către regiunea centrală plană a dispozitivului, la valorile lui x_0 şi C_B corespunzătoare minimului din figura 6.26.

d. Curbele din figura 6.26, corelate cu interpretarea sus-menţionată a minimului tensiunii V'_{BR} sugerează posibilitatea extragerii unui criteriu general pentru uniformitatea cîmpului în capacitoarele MOS, care să cuprindă atît concentraţia de impurităţi cît şi grosimea oxidului. Acest criteriu este oferit, într-o formă normalizată şi universală, de raportul $x_0/x_{d\,\max(\text{plan})}$ dintre grosimea oxidului şi grosimea regiunii de golire maximă (la străpungere) în condiţii de geometrie plană (vezi figura 6.15): toate minimele tensiunii V'_{BR} din figura 6.26 corespund la $x_0/x_{d\,\max\,(\text{plan})} \approx 0{,}3$. Pe baza acestei informaţii asupra grosimii oxidului şi concentraţiei de impurităţi, condensate într-un parametru unic normalizat, este posibil să se determine o curbă universală asupra uniformităţii cîmpului electric. În figura 6.28 toate datele calculate sînt puse sub forma $\mathcal{E}_{\max}/\mathcal{E}_{\max\,(\text{plan})}$ în funcţie de $x_0/x_{d\,\max\,(\text{plan})}$, unde $\mathcal{E}_{\max}$ este cîmpul maxim la străpungere, în regiunea de sarcină spaţială a capacitorului MOS, iar $\mathcal{E}_{\max(\text{plan})}$ este cîmpul maxim la străpungere a unei joncţiuni plane,

avînd aceeași concentrație de impurități. Din graficul trasat în figura 6.28 se extrage criteriul de uniformitate a cîmpului electric și anume $x_0/x_{d\,max\,(plan)} \geqslant \geqslant 0,30$.

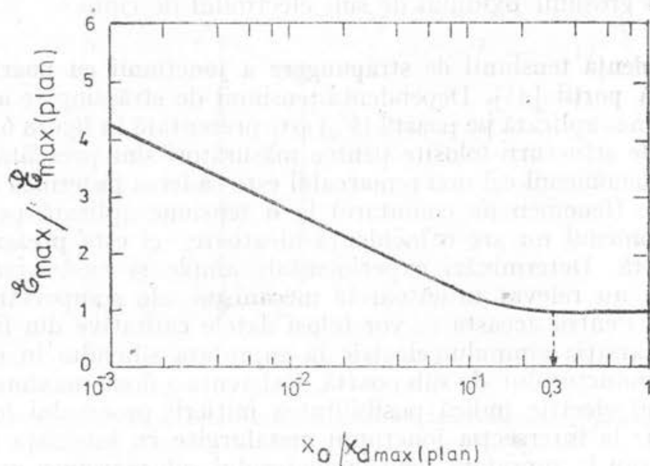


Fig. 6.28. — Caracteristica în formă normalizată a uniformității cîmpului elecric în capacitoare MOS în regim de golire adîncă.

6.3. Îmbunătățirea tensiunii de străpungere la diodele semiconductoare realizate pe baza joncțiunii *pn*

Secțiunea 6.2.1 a pus în evidență principalii parametri care determină tensiunea de străpungere a joncțiunilor *pn* considerate structuri ideale; acești parametri sînt profilul de impurități și raza de curbură. În continuare se prezintă cîteva din cele mai folosite procedee de creștere a tensiunii de străpungere și anume: electrodul de cîmp, inele de gardă difuzate și corodarea joncțiunilor. Toate aceste procedee urmăresc reducerea efectelor legate de curbura joncțiunilor și starea suprafeței avînd ca scop obținerea maximului tensiunii de străpungere corespunzătoare joncțiunii plane.

6.3.1. Electrodul de cîmp

Una din cele mai simple metode de creștere a tensiunii de străpungere a unei joncțiuni *pn*, prin controlul regiunii de sarcină spațială la suprafață, este extinderea metalizării de anod peste oxid, deasupra joncțiunii (fig. 6.29 *a*). Această extindere a metalizării poartă denumirea de electrod de cîmp. Studiul teoretic și experimental al influenței electrodului de cîmp se face cu ajutorul joncțiunii (diodei) cu poartă, prezentată în figura 6.29 *b*. La această structură, electrodul de poartă (*G*) este polarizat separat cu tensiunea V_G. Joncțiunea *pn* cu electrod de cîmp

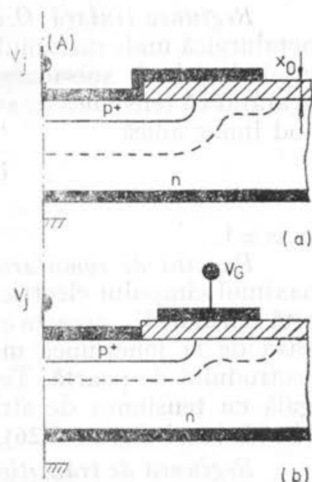


Fig. 6.29. — Joncțiune *pn* cu extinderea metalizării de anod peste oxid (electrod de cîmp) (*a*) și structura de joncțiune (diodă) cu poartă (*b*).

este un caz particular de funcționare a joncțiunii cu poartă și, anume, poarta legată la anod ($V_G = V_J$). În cele ce urmează se prezintă dependența tensiunii de străpungere a *joncțiunii cu poartă de tensiunea aplicată porții și proiectarea optimă* a grosimii oxidului de sub electrodul de cîmp.

a. **Dependența tensiunii de străpungere a joncțiunii cu poartă de tensiunea aplicată porții** [41]. Dependența tensiunii de străpungere a joncțiunii (V_{BR}) de tensiunea aplicată pe poartă (V_G) este prezentată în figura 6.30. Datele constructive ale structurii folosite pentru măsurători sînt prezentate în interiorul figurii. Fenomenul cel mai remarcabil este căderea puternică a tensiunii de străpungere (fenomen de comutare) la o tensiune aplicată pe poartă de −115 V. Fenomenul nu are o incidență aleatoare, ci este prezent la orice diodă cu poartă. Determinări experimentale ample și modelarea electrică bidimensională au relevat următoarele mecanisme ale comportării descrise în figura 6.30. Pentru aceasta se vor folosi datele calitative din figura 6.31, care descriu variația cîmpului electric la suprafața siliciului în condiții de golire a semiconductorului de sub poartă. Existența a două maxime ale intensității cîmpului electric indică posibilitatea inițierii procesului în avalanșă în două locuri: la intersecția joncțiunii metalurgice cu interfața siliciu-bioxid de siliciu sau la suprafața semiconductorului sub marginea exterioară a electrodului de poartă (cîmp). Acceptînd modelul cîmpului electric critic, străpungerea apare în acel loc unde se atinge primul valoarea critică a intensității cîmpului electric. De notat că valorile cîmpului electric critic din cele două zone susmenționate nu sînt egale ($\mathcal{E}_{Scr(J)}$ și $\mathcal{E}_{Scr(G)}$) [29, 35]. Avînd în vedere posibila comutare a străpungerii în avalanșă de la joncțiunea metalurgică către ,marginea exterioară a electrodului de poartă, diferitele regiuni ale curbei experimentale din figura 6.30 pot fi explicate după cum urmează:

Regiunea liniară, OA. Străpungerea prin avalanșă are loc la joncțiunea metalurgică unde maximul cîmpului electric egalează $\mathcal{E}_{Scr(J)}$, iar maximul cîmpului electric de sub marginea porții este mai mic decît $\mathcal{E}_{Scr(G)}$. Grove ș.a. [42] au arătat că tensiunea de străpungere este controlată de tensiunea porții într-un mod liniar adică

$$V_{BR} = mV_G + \text{const.}, \tag{6.130}$$

cu $m \approx 1$.

Punctul de comutare, A. Pe măsură ce tensiunea V_G crește (în modul), maximul cîmpului electric de sub marginea porții crește pînă cînd, la o anumită tensiune V_G, aceasta atinge valoarea critică $\mathcal{E}_{Scr(G)}$ și străpungerea se deplasează de la joncțiunea metalurgică către vecinătatea marginii exterioare a electrodului de poartă. Tensiunea de poartă, în punctul de comutare A, este egală cu tensiunea de străpungere a capacitorului MOS, în regim de golire adîncă (vezi figura 6.26).

Regiunea de tranziție directă, AIB. Îndată ce străpunegerea s-a stabilit în noul loc, tensiunea de polarizare inversă pe joncțiune nu mai trebuie să fie mare pentru a asigura curentul impus, în condițiile străpungerii de suprafață a joncțiunii, ci scade mult sub tensiunea corespunzătoare punctului A; acum, tensiunea de poartă este aceea care menține cîmpul și curentul prin străpungerea în regiunea de sarcină spațială indusă de cîmp. În aceste condiții, tensiunea pe joncțiune trebuie numai să extragă purtătorii generați prin avalanșă de-a lungul interfeței siliciu-bioxid de siliciu; de aceea, tensiunea de străpungere pe joncțiune scade către aproximativ zero volți. Îndată ce tensiunea pe joncțiune ($V_J \equiv V_{BR}$) descrește sub valoarea corespunzătoare de prag (punc-

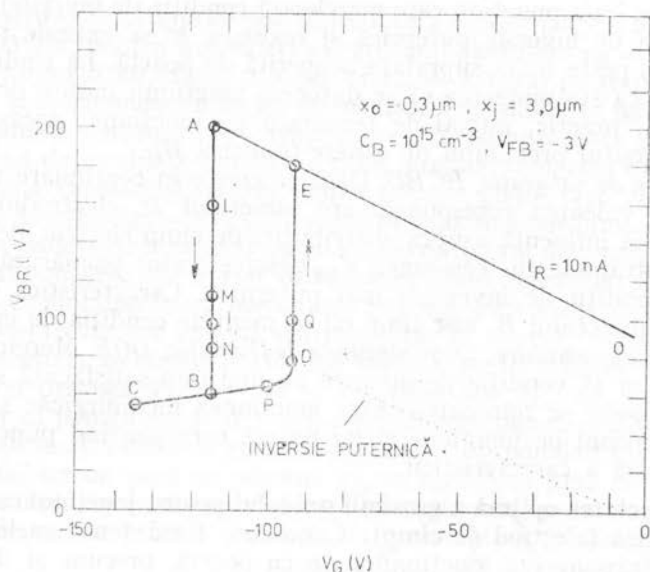


Fig. 6.30. — Dependența tensiunii de străpungere a unei joncțiuni cu poartă (V_{BR}) de tensiunea aplicată porții (V_G).

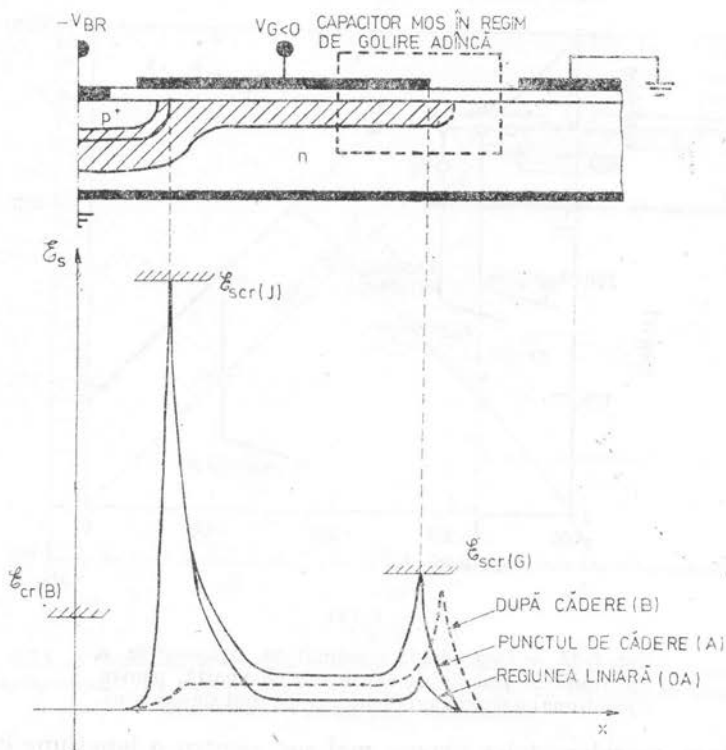


Fig. 6.31. — Variația calitativă a intensității cîmpului electric la suprafața siliciului într-o joncțiune cu poartă, în regim de golire a semiconductorului de sub poartă.

tul I, situat pe linia punctată care marchează condiția de inversie), se îndeplinește condiția de inversie puternică și regiunea p^+ se extinde prin canalul indus de cîmp peste toată suprafața acoperită de poartă. La rîndul lui, acest fenomen face ca străpungerea să se datoreze joncțiunii induse de cîmp și să fie controlată, practic, numai de tensiunea pe joncțiune; această tensiune marchează sfîrșitul procesului de cădere (punctul B).

Regiunea de saturație, BCBD. Dacă se crește în continuare tensiunea de poartă peste valoarea corespunzătoare punctului B, electrodul de poartă exercită o mică influență asupra distribuției de cîmp electric, deci și asupra tensiunii de străpungere. Tensiunea V_{BR} descrește ușor pe măsură ce V_G avansează spre condiții de inversare mai puternică. Caracteristica este reversibilă în jurul punctului B, atît timp cît se menține condiția de inversie.

Punctul de comutare, D, și regiunea de tranziție, DQE. Mergînd înapoi de la C către B și P, condiția de inversie nu mai este satisfăcută sub punctul D și străpungerea se reîntoarce către joncțiunea metalurgică; străpungerea are loc la tensiuni pe joncțiune și pe poartă corespunzînd punctului E din regiunea liniară a caracteristicii.

b. **Proiectarea optimă a grosimii oxidului pentru joncțiuni cu metalizarea de anod extinsă (electrod de cîmp).** Cunoscute fiind fenomenele fizice care concură la străpungerea joncțiunilor pn cu poartă, precum și determinările cantitative ale tensiunii de străpungere, se poate proiecta o joncțiune cu metalizarea de anod extinsă peste oxid sau, mai scurt, joncțiune cu electrod de cîmp.

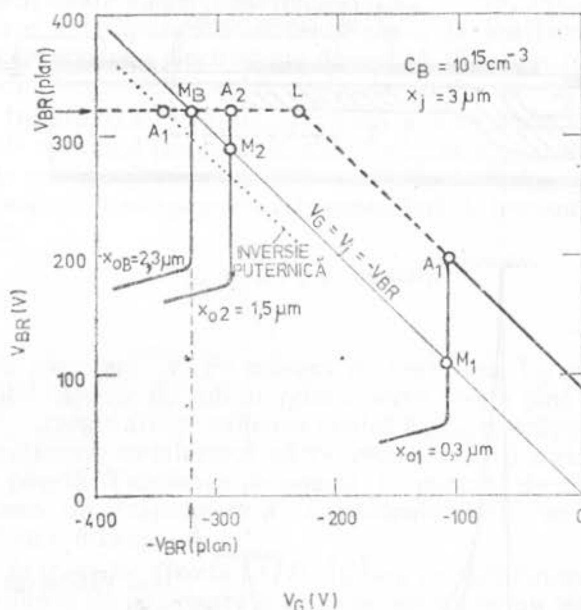


Fig. 6.32. — Dependența tensiunii de străpungere a joncțiunii în funcție de tensiunea de poartă, pentru o joncțiune cu poartă avînd diferite grosimi ale oxidului.

Pe baza considerentelor expuse mai sus, pentru o joncțiune cu poartă, regiunea liniară a caracteristicii de străpungere (figura 6.30) poate fi extinsă la valori crescute ale tensiunii de străpungere dacă grosimea oxidului este mai mare. Ca urmare, în figura 6.32 se prezintă caracteristica ideală

$V_{BR}(V_G)$ pentru o joncţiune cu poartă avînd $C_B = 10^{15}$ cm^{-3} şi adîncimea joncţiunii $x_J = 3$ μm, pentru trei valori ale grosimii oxidului: $x_{01} = 0,3$ μm (redesenată din figura 6.30), $x_{02} = 1,5$ μm şi $x_{03} = 2,3$ μm (extrapolate conform figurii 6.30 şi a fenomenelor fizice discutate). Tensiunile de poartă la care se produce căderea tensiunii de străpungere, corespunzătoare grosimilor x_{02} şi x_{03}, au fost determinate din figura 6.26. Trebuie remarcat că extrapolarea zonei liniare a caracteristicii din figura 6.32 se poate face pînă în dreptul punctului L la care $V_{BR} = V_{BR\,(\text{plan})}$. Această valoare a tensiunii de străpungere reprezintă o valoare de maxim şi nu mai este controlată de tensiunea de poartă deoarece străpungerea s-a mutat în regiunea plană (centrală) a joncţiunii.

Întrucît joncţiunea cu metalizare extinsă este echivalentă cu o joncţiune cu poartă care are anodul scurtcircuitat la poartă, tensiunea de străpungere a acesteia se obţine grafic din curbele prezentate în figura 6.32, la intersecţie cu dreapta $V_G = V_J = -V_{BR}$ (punctele M_1, M_2 etc.). Se poate observa uşor că pentru $x_{01} = 0,3$ μm, punctul corespunzător M_1 este departe de a fi un optim. Un oxid de grosime 1,5 μm, corespunzînd lui M_2, este sensibil mai bun, iar un oxid de grosime $x_{03} \equiv x_{0B} = 2,3$ μm, corespunzînd lui M_B, va asigura tensiunea de străpungere plană (maximă) pentru $C_B = 10^{15}$ cm^{-3}. Din punct de vedere practic, condiţia de proiectare a grosimii oxidului este

$$x_0 \geqslant x_{0B}, \tag{6.131}$$

cu x_{0B} obţinut din ecuaţia

$$V_{BR(\text{cap. MOS})}\,(C_B,\ x_{0B}) = V_{BR(\text{plan})}\,(C_B). \tag{6.132}$$

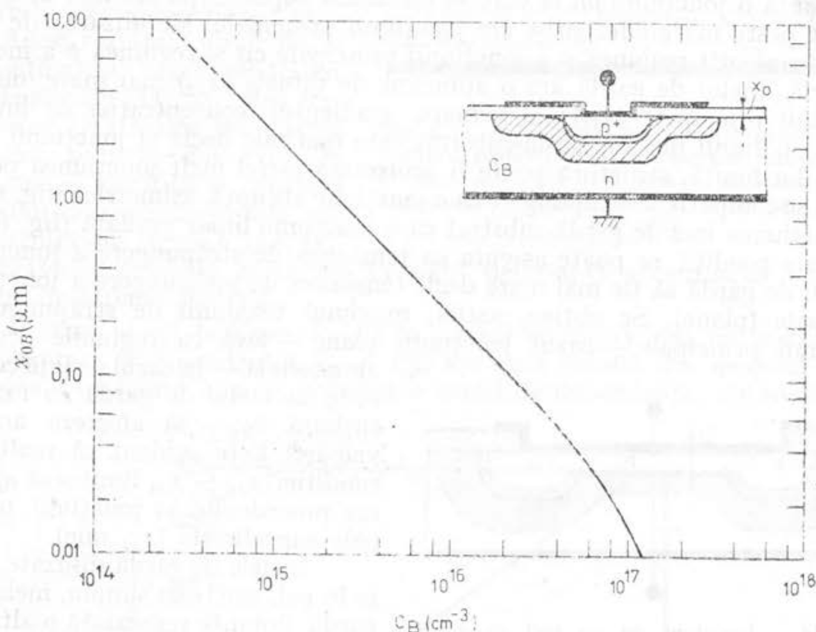


Fig. 6.33. — Grosimea minimă a oxidului necesară pentru a se obţine tensiunea de străpungere de volum (plană) pentru o joncţiune cu electrod de cîmp în funcţie de concentraţia substratului.

unde $V_{BR(\text{cap. MOS})}\,(C_B,\ x_{0B})$ este tensiunea de străpungere a capacitorului MOS, determinată din figura 6.26, iar $V_{BR(\text{plan})}\,(C_B)$ este tensiunea de străpungere pentru joncţiuni plane, determinată, în funcţie de profilul de impurităţi, din figurile 6.15, 6.16 sau 6.17. Figura 6.33 prezintă date ale grosimii minime de

oxid, x_{0B}, necesară pentru a obține tensiunea de străpungere plană în joncțiuni p^+n, abrupte asimetrice, cu electrod de cîmp, în funcție de concentrația de substrat, C_B, așa cum rezultă din rezolvarea ecuației (6.132).

În încheierea acestei secțiuni privind proiectarea unei joncțiuni cu electrod de cîmp, optimă din punct de vedere al străpungerii, stă concluzia că se poate obține tensiunea de străpungere maximă, de volum, a joncțiunii plane. Pentru aceasta este necesar ca grosimea oxidului de sub electrodul de cîmp să fie mai mare decît o valoare x_{0B}, în funcție de concentrația substratului, C_B, pentru a preveni străpungerea capacitorului MOS format sub electrodul de cîmp.

6.3.2. Inele de gardă difuzate

Procedeul utilizării inelelor de gardă difuzate urmărește micșorarea intensității cîmpului electric în zonele marginale ale regiunii de sarcină spațială la joncțiunile planare. Aceste inele de gardă impun un control atent al profilului de impurități difuzate și al localizării în raport cu joncțiunea a cărei tensiune de străpungere trebuie îmbunătățită. Inelele de gardă difuzate pot fi polarizate electric din exterior sau pot fi lăsate în gol, caz în care capătă potențiale flotante.

Inelele de gardă difuzate, polarizate din exterior, de regulă, sînt supuse la aceeași diferență de potențial ca și joncțiunea principală. În figura 6.34 se prezintă o joncțiune pn la care se difuzează suplimentar un inel de gardă, centrat peste marginile curbe ale joncțiunii principale. Metalizarea de anod contactează atît regiunea p a joncțiunii principale cît și regiunea p a inelului de gardă. Inelul de gardă are o adîncime de difuzie (x_{J2}) mai mare decît a joncțiunii principale (x_{J1}); ca urmare, gradientul concentrației de impurități a joncțiunii inel de gardă-substrat este mai mic decît al joncțiunii principale. La limită, structura poate fi proiectată astfel încît joncțiunea principală să se comporte la străpungere ca o joncțiune abruptă, asimetrică (fig. 6.15), iar joncțiunea inel de gardă-substrat ca o joncțiune liniar gradată (fig. 6.16). În aceste condiții, se poate asigura ca tensiunea de străpungere a joncțiunii inelului de gardă să fie mai mare decît tensiunea de străpungere a joncțiunii principale (plane). Se obține, astfel, maximul tensiunii de străpungere a joncțiunii principale — cazul joncțiunii plane — fără ca regiunile „curbe" ale acesteia — în cazul de față constituite din inelul de gardă cu raza de curbură x_{J2} — să afecteze această valoare. Este evident că realizarea condiției $x_{J2} > x_{J1}$ limitează aplicarea procedeului la joncțiuni principale superficiale (x_{J1} mic).

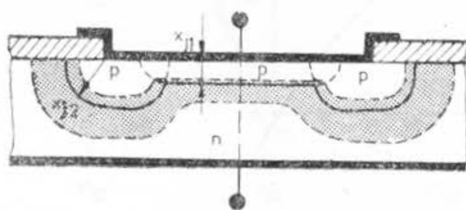


Fig. 6.34. — Joncțiune pn cu inel de gardă difuzat.

Inelele de gardă difuzate, lăsate în gol, sau, mai simplu, inelele de gardă flotante reprezintă o altă modalitate de micșorare a intensității cîmpului electric de la marginea joncțiunilor planare; această modalitate este aplicată pentru obținerea de joncțiuni cu tensiuni de străpungere mari. Inelul de gardă flotant are același profil de impurități ca și regiunea difuzată a joncțiunii principale. În figura 6.35 se prezintă o joncțiune cu un inel de gardă flotant. Distanța dintre inel și joncțiunea principală este suficient de mică astfel

încît să permită interacțiunea regiunilor de sarcină spațială a celor două joncțiuni înainte de străpungerea structurii. În figura 6.35 *a* se prezintă contururile regiunilor de sarcină spațială într-un caz ideal, neglijînd sarcinile pozitive din oxid [43]. Cu linie punctată s-au desenat contururile celor două regiuni de sarcină spațială la limita de atingere, iar cu linie întreruptă — în condiții de cuplaj puternic a celor două regiuni; în acest ultim caz se observă o diminuare a curburii regiunii de sarcină spațială a joncțiunii principale. Se poate aprecia global rolul inelului de gardă flotant ca un divizor de tensiune care extinde regiunea de sarcină spațială pe direcție laterală și, implicit, reduce cîmpul electric aferent acestei porțiuni a joncțiunii.

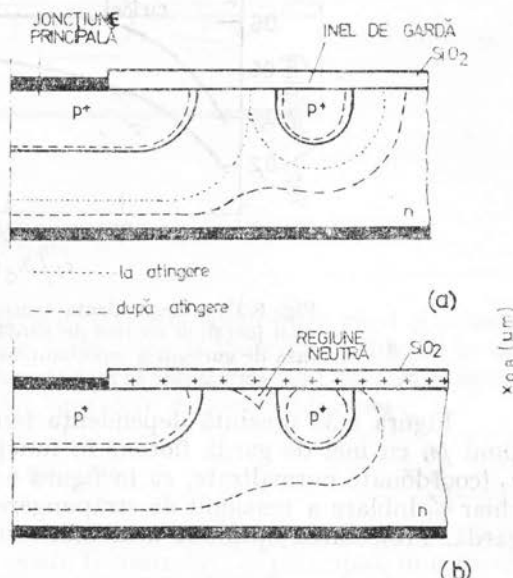


Fig. 6.35. — Joncțiune *pn* cu inel de gardă flotant. Conturul regiunii de sarcină spațială este prezentat în două cazuri: *a* — în absența sarcinilor pozitive din oxid; *b* — în prezența sarcinilor pozitive din oxid.

În cadrul unui model unidimensional, după atingerea celor două regiuni de sarcină spațială, diferența de potențial dintre inel și regiunea p^+ a joncțiunii principale rămîne constantă ($V_J - V_I =$ $=$ const.); dacă crește potențialul V_J, potențialul inelului, V_I, urmărește aceeași lege de variație.

Acest rezultat, ideal, nu se mai obține în cazul modelelor bidimensionale [44]. În plus trebuie să se țină seama de efectul sarcinilor pozitive din oxid; în acest caz se modifică și conturul regiunilor de sarcină spațială, așa cum rezultă din figura 6.35 *b* [44]. Se observă că prezența sarcinilor în oxid determină accentuarea curburii regiunii de sarcină spațială.

Analiza bi- și tridimensională a acestei structuri [44] nu confirmă o pantă unitară a dependenței $V_I - V_J$, așa cum rezultă din modelul unidimensional. În figura 6.36 se prezintă o astfel de dependență, obținîndu-se o

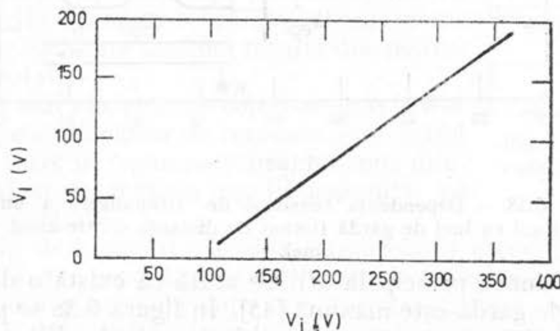


Fig. 6.36. — Dependența potențialului inelului de gardă flotant (V_I) de potențialul structurii (V_J).

pantă a curbei de 0,65. Ca urmare, la creşterea potenţialului V_J, potenţialul inelului V_I creşte dar cu o valoare mai mică. În felul acesta creşte diferenţa de potenţial dintre anod şi inel şi, implicit, creşte intensitatea cîmpului electric la marginea joncţiunii principale.

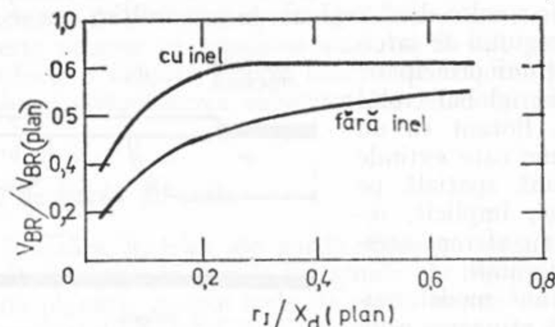


Fig. 6.37. – Dependenţa tensiunii de străpungere a unei joncţiuni cu inel de gardă flotant în funcţie de raza de curbură a joncţiunii. Mărimile de pe axe sînt normalizate în mod identic ca în figura 6.22.

Figura 6.37 prezintă dependenţa tensiunii de străpungere a unei joncţiuni *pn* cu inel de gardă flotant în funcţie de raza de curbură a joncţiunii r_J (coordonate normalizate, ca în figura 6.22). Se observă că se poate obţine chiar o dublare a tensiunii de străpungere faţă de cazul absenţei inelului de gardă. Proiectarea optimală a acestei structuri implică şi alegerea distanţei

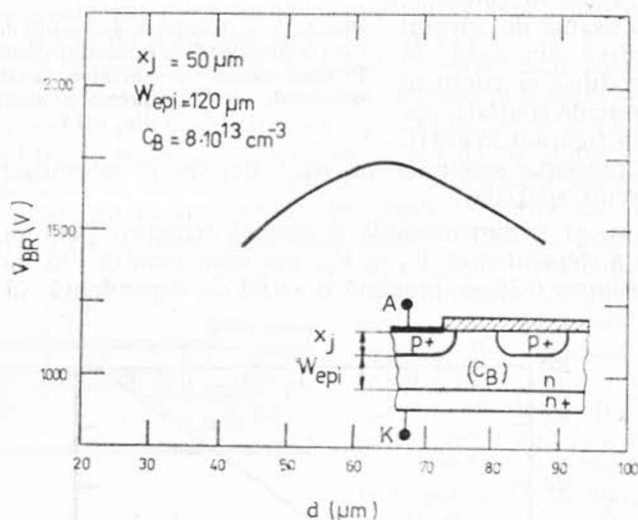


Fig. 6.38. – Dependenţa tensiunii de străpungere a unei joncţiuni cu inel de gardă flotant de distanţa dintre anod şi inel.

dintre inel şi joncţiunea principală (*d*). Se arată că există o distanţă la care eficienţa inelului de gardă este maximă [45]. În figura 6.38 se prezintă dependenţa tensiunii de străpungere a joncţiunii în funcţie de distanţa dintre joncţiune şi inel pentru datele constructive prevăzute în interiorul figurii. Maxi-

mul tensiunii de străpungere se obține pentru $d = 64\ \mu m$; pentru $d < 64\ \mu m$ străpungerea se localizează la inelul de gardă, iar pentru $d > 64\ \mu m$ străpungerea apare la anod.

Sînt cunoscute și soluții constructive la care se utilizează mai multe inele de gardă flotante [43, 46], așa cum rezultă din figura 6.39. Cea mai

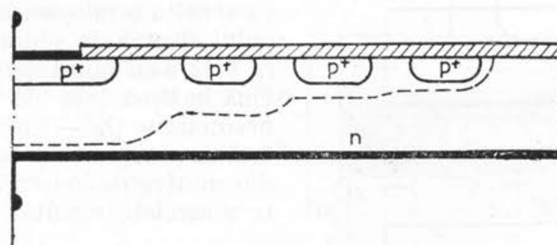


Fig. 6.39. — Joncțiune *pn* cu mai multe inele de gardă flotante.

mare parte a tensiunii aplicate structurii se repartizează între anod și primul inel (cel mai apropiat); următoarele inele suportă potențiale din ce în ce mai mici. Această structură permite realizarea unor tensiuni de străpungere mari, dar implică utilizarea unei mari suprafețe de semiconductor.

6.3.3. Joncțiuni corodate sau bizotate

Corodarea unei structuri semiconductoare se face prin mijloace electrochimice. Profilul de corodare nu poate fi controlat, în principal, în ceea ce privește unghiurile față de suprafața structurii. Bizotarea este un procedeu mecanic și permite obținerea unor secțiuni plane situate la orice unghi față de suprafața semiconductorului. În cazul joncțiunilor *pn*, ambele procedee urmăresc înlăturarea porțiunilor curbe ale zonelor difuzate și scăderea intensității cîmpului electric la suprafață; acest ultim efect se obține prin creșterea grosimii regiunii de sarcină spațială la suprafață sau prin înlăturarea unor porțiuni de semiconductor din regiunea golită de la suprafață.

Procedeul cel mai folosit pentru joncțiuni cu tensiune de străpungere pînă la 400÷500 V este corodarea adîncă — vezi figura 6.40 — care înlătură terminațiile curbe ale zonelor difuzate; acest procedeu este specific pentru diode și tranzistoare mesa. Suprafața corodată este pasivată prin acoperire cu un strat de sticlă. Conturul suprafeței corodate nu asigură însă un optimum așa cum rezultă din analiza joncțiunilor bizotate.

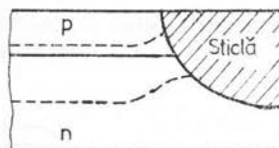


Fig. 6.40. — Joncțiune *pn* corodată adînc cu pasivare de sticlă.

O metodă mai eficientă de corodare se referă la procedurile în care adîncimea de corodare este astfel aleasă încît să intre în regiunea golită din zona difuzată sau din substrat; metoda va fi denumită, pe scurt, corodare parțială.

Primul tip de corodare parțială este acela al corodării zonei difuzate, conform figurii 6.41; procedeul se aplică atît la joncțiuni planare (fig. 6.41 *a*) cît și la joncțiuni plane (obținute prin corodare adîncă-mesa, figura 6.41 *b*) [47]. Adîncimea de corodare trebuie să fie suficientă astfel încît să intre în regiunea golită din regiunea difuzată *p*, fără a depăși joncțiunea metalurgică.

În figura 6.42 se prezintă regiunea de sarcină spațială a unei joncțiuni plane cu corodare parțială a zonei difuzate. În urma înlăturării unei părți din sarcina negativă a ionilor acceptori — sarcina Q_R — regiunea de sarcină spațială de la suprafață capătă acum o extindere mult mai mare, într-o primă aproximație, cu mărimea X. În felul acesta va rezulta o micșorare sensibilă a cîmpului electric la suprafață. Tot în figura 6.42 s-au notat sarcinile: Q_L — sarcină în lipsă față de cazul joncțiunii necorodate; Q_H — sarcină suplimentară față de joncțiunea necorodată. Evident, din motive de conservare și neutralitate a sarcinii, rezultă

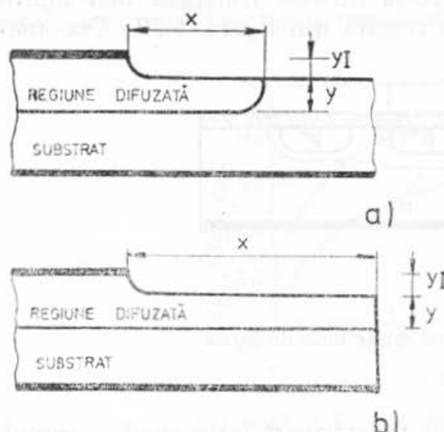


Fig. 6.41. — Joncțiuni corodate parțial în zona difuzată: *a* — joncțiuni planare; *b* — joncțiuni plane.

$$Q_R = Q_H + Q_L. \qquad (6.133)$$

Prin alegerea corespunzătoare a parametrilor corodării — adîncimea Y și lățimea X — se pot controla mărimile acestor sarcini și implicit mărimea tensiunii de străpungere. Regiunea de multiplicare în avalanșă a purtătorilor se poate stabili în punctul „1" (fig. 6.42) — cazul străpungerii favorabile „de volum", sau în punctul „2" — cazul străpungerii de suprafață. În figura 6.43 se prezintă tensiunea de străpungere în funcție de adîncimea de

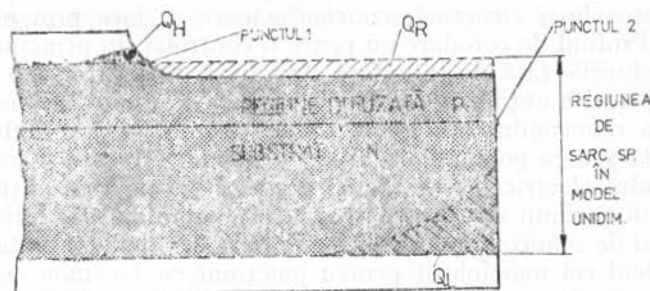


Fig. 6.42. — Regiunea de sarcină spațială a unei joncțiuni *pn* cu corodare parțială a zonei difuzate.



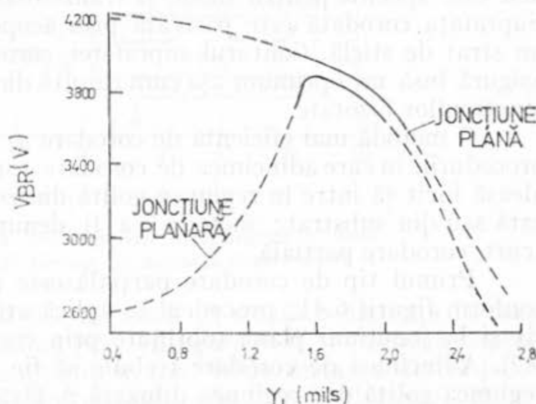


Fig. 6.43. — Tensiunea de străpungere a unei joncțiuni corodate parțial în zona difuzată în funcție de adîncimea de corodare (1 mils = 25,4 μm).

corodare; parametrii structurii sînt: $C_B = 3 \cdot 10^{13}\,cm^{-3}$; $C_0 = 3 \cdot 10^{16}cm^{-3}$ (concentrația la suprafață a zonei difuzate); $x_j = 200\ \mu m$. Figura pune în evidență faptul că deosebirile dintre joncțiunea plană și joncțiunea planară sînt mici; într-adevăr, la asemenea adîncimi mari ale joncțiunii, raza de curbură nu mai are un rol important. Cu linie continuă s-au reprezentat situațiile în care străpungerea are loc în „volum", adică este localizată în punctul „1". Porțiunile curbelor desenate cu linie întreruptă se datoresc străpungerii de suprafață, adică în jurul punctului „2". Din figura 6.43 rezultă clar faptul că pentru o joncțiune planară există o adîncime de corodare optimă.

Procedeul corodării parțiale se poate aplica și substratului, adică regiunii slab dopate a joncțiunii, așa cum rezultă din figura 6.44 [48]. Față de joncțiunea plană necorodată se înlătură sarcina Q_R a atomilor donori ionizați. Ca urmare se reduce și sarcina din regiunea p cu mărimea Q_-; apare, însă, și un supliment de sarcină Q_+. Evident, din aceeași condiție de neutralitate a sarcinii, rezultă

Fig. 6.44. — Joncțiune plană corodată parțial în substrat.

$$Q_R = Q_+ + Q_- \tag{6.134}$$

Pe măsură ce crește mărimea sarcinii extrase din regiunea p (Q_-), scade intensitatea cîmpului electric la suprafață — punctul „1"; efectul favorabil se obține atunci cînd străpungerea se mută „în volum" — punctul „2". Avantajul acestei metode față de corodarea parțială a zonei difuzate constă în faptul că adîncimea de corodare (X_E) nu mai este critică.

În comparație cu corodarea, bizotarea are avantajul unei bune reproductibilități și a unui control foarte precis al unghiului de secționare [49]. Bizotarea secțiunilor se face cu unghiuri pozitive sau negative, după convenția stabilită în figura 6.45. În comparație cu corodarea parțială se pot stabili următoarele:

— bizotarea cu unghi pozitiv, ca și corodarea parțială a substratului, reduce sarcina din regiunea golită aparținînd substratului;

— bizotarea cu unghi negativ, ca și corodarea parțială a zonei difuzate, reduce sarcina din regiunea golită aparținînd zonei difuzate.

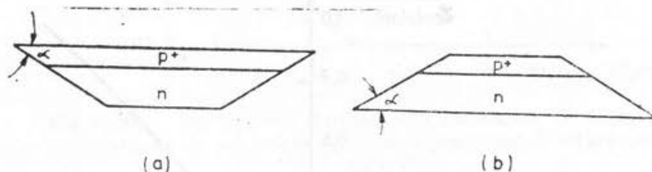


Fig. 6.45. — Joncțiuni bizotate pozitiv (a) și negativ (b).

Analiza efectelor bizotării [49—54] indică rezultate favorabile pentru ambele tipuri de bizotare. Analiza se bazează pe determinarea distribuțiilor bidimensionale ale cîmpului și potențialului electric; rezultatele experimentale confirmă calculele teoretice.

Pentru o joncţiune cu unghi pozitiv de bizotare regiunea de sarcină spaţială are un contur ca în figura 6.46. Extinderea la suprafaţă a regiunii de sarcină spaţială, *a*, este mai mare decît mărimea corespunzătoare din volum, rezultînd o scădere a cîmpului electric la suprafaţă. În plus, maximul cîmpului electric la suprafaţă ($\mathscr{E}_{smx}$) nu mai are loc în dreptul joncţiunii metalur-

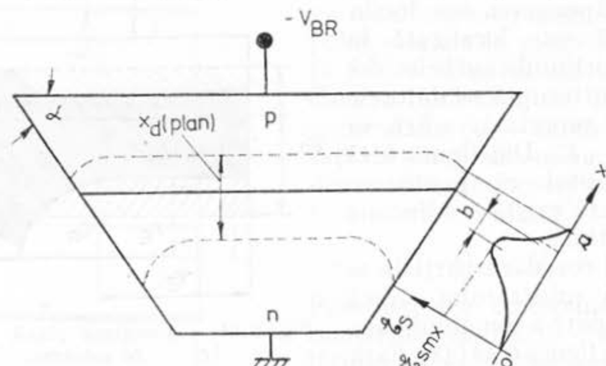


Fig. 6.46. – Conturul regiunii de sarcină spaţială la o joncţiune cu unghi pozitiv de bizotare.

gice ci se deplasează către regiunea slab dopată [55]; această deplasare (*b*) este pusă în evidenţă în figura 6.47 sub forma dependenţei de unghiul de bizotare. Cu cît unghiul de bizotare scade cu atît este mai mare deplasarea maximului cîmpului electric la suprafaţă şi cu atît mai mică valoarea acestui maxim. Figura 6.48 prezintă dependenţa maximului cîmpului electric la suprafaţă

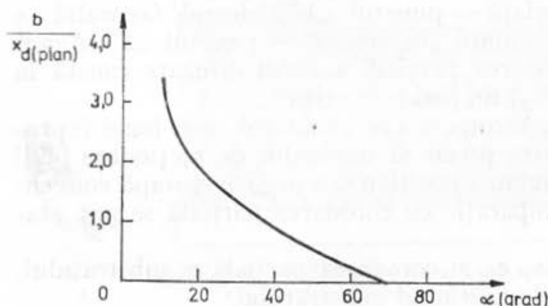


Fig. 6.47. – Deplasarea maximului cîmpului electric de la suprafaţă faţă de joncţiunea metalurgică în funcţie de unghiul de bizotare pozitivă; deplasarea este normalizată la grosimea regiunii de sarcină spaţială la străpungere, caz unidimensional.

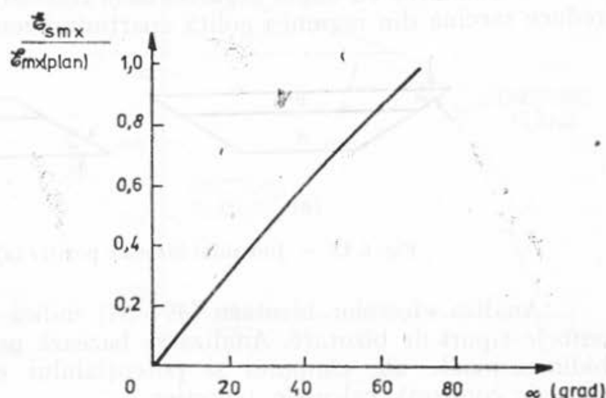


Fig. 6.48. – Dependenţa maximului cîmpului electric la suprafaţă de unghiul de bizotare pozitivă. Intensitatea cîmpului electric este normalizată la valoarea cîmpului electric în model unidimensional.

de unghiul de bizotare (pozitivă) [55]. Cîmpul electric este normalizat la valoarea acestuia în modelul unidimensional ($\mathscr{E}_{max(plan)}$). Se observă că pentru orice unghi de corodare ($\alpha \leqslant 90°$) se obține o micșorare a cîmpului electric la suprafață în comparație cu cel din volum; ca urmare, străpungerea se stabilește în volum la valoarea ideală a străpungerii joncțiunii plane.

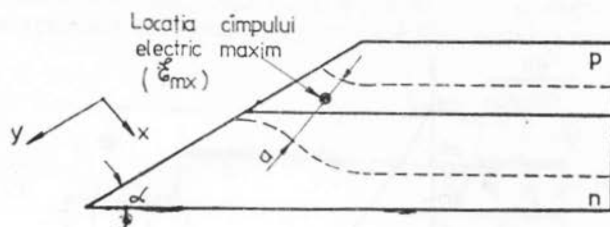


Fig. 6.49. – Forma regiunii de sarcină spațială la o joncțiune bizotată negativ.

Pentru o joncțiune bizotată negativ, analiza bidimensională a distribuției de cîmp și potențial electric indică o formă a regiunii de sarcină spațială prezentată calitativ în figura 6.49 [51]. Minimul grosimii regiunii de sarcină spațială, *a*, are loc în volum în relativa vecinătate a suprafeței. Maximul cîmpului electric este, deci, deplasat de la suprafață; el se găsește localizat

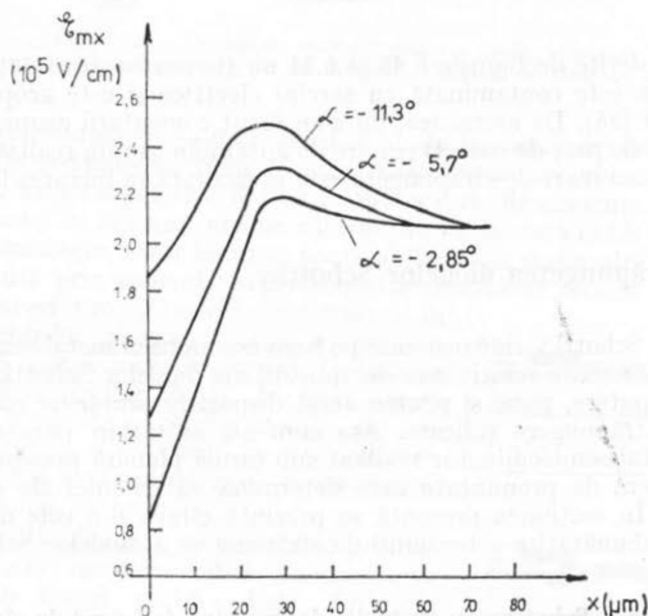


Fig. 6.50. – Dependența cîmpului electric maxim de distanța măsurată de la suprafață, pentru o joncțiune bizotată negativ.

în regiunea mai dopată (difuzată) a joncțiunii. În figura 6.50 se prezintă dependența intensității cîmpului electric maxim de distanța față de suprafață pentru trei unghiuri de bizotare [51]. Se observă că intensitatea cîmpului electric la suprafață este mai mică decît valoarea cîmpului electric din volum.

Pentru unghiuri mici de bizotare negativă ($\alpha \to 0$), maximul cîmpului electric se aplatizează către valoarea acestuia din regiunea plană a joncţiunii. Rezultă că pentru joncţiuni bizotate negativ nu se poate obţine tensiunea de străpungere maximă a joncţiunii plane. Figura 6.51 oferă date asupra dependenţei tensiunii de străpungere a unei joncţiuni bizotate negativ de unghiul de bizotare [55].

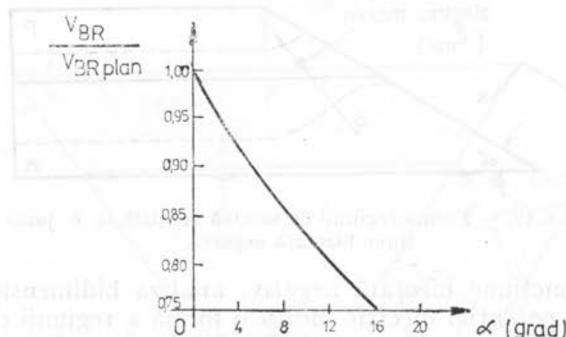


Fig. 6.51. — Dependenţa tensiunii de străpungere a unei joncţiuni bizotate negativ de unghiul de bizotare.

Datele oferite de figurile 6.48 şi 6.51 nu ţin seama de situaţiile reale în care suprafaţa este contaminată cu sarcini electrice şi este acoperită de un strat pasivant [56]. De asemenea, nu s-au făcut comentarii asupra aspectelor tehnologice şi de preţ de cost. O privire de ansamblu asupra realizării de joncţiuni cu tensiuni mari de străpungere este prezentată în lucrarea [57].

6.4. Străpungerea diodelor Schottky

Diodele Schottky sînt realizate pe baza contactului metal-semiconductor redresor. Un domeniu relativ nou de aplicaţii ale diodelor Schottky, şi anume domeniul de putere, pune şi pentru acest dispozitiv problema realizării unei tensiuni de străpungere ridicate. Aşa cum s-a arătat în paragraful 6.2.2, contactul metal-semiconductor realizat sub formă planară prezintă efecte de margine extrem de pronunţate care determină valori mici ale tensiunii de străpungere. În secţiunea prezentă se prezintă cîteva din cele mai utilizate metode de îmbunătăţire a tensiunii de străpungere a diodelor Schottky.

6.4.1. Dioda Schottky cu protecţie de margine (electrod de cîmp)

Dioda Schottky cu protecţie de margine reprezintă modalitatea specifică de aplicare la diodele Schottky a procedeului de electrod de cîmp utilizat la joncţiuni *pn*. Prima realizare constructivă a fost raportată în lucrarea [58]. O secţiune prin această structură este prezentată în figura 6.52, împreună cu cele mai importante date geometrice care o definesc. La o astfel de structură se poate obţine o tensiune de străpungere de $60 \div 80\,\%$ din valoarea tensiunii de străpungere a structurii plane.

Aparent, această structură poate fi descrisă identic ca la joncțiunea *pn* cu electrod de cîmp. Într-adevăr, și aici curbura conturului regiunii de sarcină spațială este micșorată prin efectul electrodului de cîmp; valoarea maximă a cîmpului electric este, însă, determinată de curbura liniei de contact metal-semiconductor. Așa cum s-a arătat în paragraful 6.2.2, această linie de contact, care corespunde cu profilul electrodului metalic, are la limită

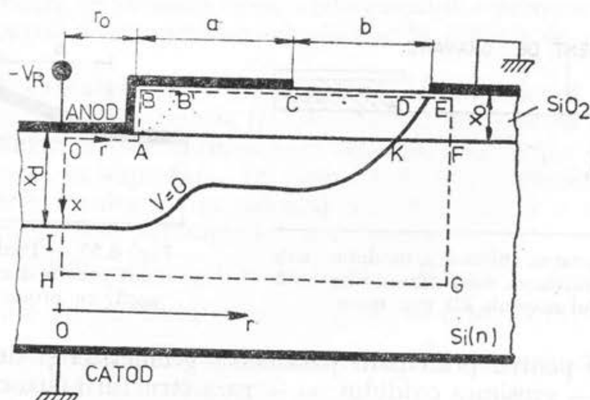


Fig. 6.52. — Geometria secțiunii printr-o diodă Schottky planară cu protecție de margine (electrod de cîmp).

rază de curbură nulă ($r_j \to 0$ la colțul *A* al electrodului metalic). Ca urmare, tensiunea de străpungere tinde la zero *indiferent de acțiunea electrodului de cîmp*. Dacă totuși acest electrod de cîmp s-a dovedit eficient, acest lucru se datorește razei de curbură nenule care se obține în zona *OAB* a electrodului metalic. Tehnologic, acest lucru se poate obține prin mai multe căi. Una dintre ele rezultă prin controlarea procesului de tratament termic al metalizării [59]. Prin acest proces termic (sinterizare), în cazul structurilor aluminiu-siliciu *n*, metalul pătrunde în siliciu, inclusiv sub oxid, printr-un proces de corodare (fig. 6.53). În felul acesta se obține o rotunjire a colțului metalic și, respectiv, o mărime a tensiunii de străpungere. Acest procedeu este totuși slab reproductibil într-o producție de serie.

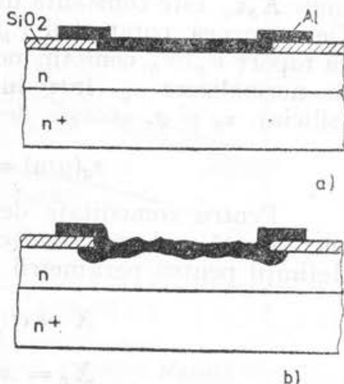


Fig. 6.53. — Interfața aluminiu-siliciu înainte (*a*) și sinterizare (*b*).

O metodă eficientă de control al profilului electrodului metalic constă în corodarea oxidului sub formă curbă — linia *AB'* din figura 6.52. Acest lucru se poate obține printr-o tehnică specială de gravare chimică a oxidului sub mască, în timpul procesului de deschidere a ferestrei în oxid, conform schiței din figura 6.54 [60, 61]. Un alt profil al oxidului, eficient pentru creșterea tensiunii de străpungere, este profilul rampă [60, 61, 62] prezentat în figura 6.55 împreună cu datele geometrice caracteristice.

Numai în condițiile cunoașterii/controlării curburii electrodului metalic se pot analiza efectele electrodului de cîmp. Aceasta este deosebirea esen-

țială dintre joncțiunea pn cu electrod de cîmp și dioda Schottky cu electrod de cîmp.

În cele ce urmează se prezintă structura intensității cîmpului electric maxim (la suprafața siliciului) în funcție de elementele constructive ale electrodului de cîmp, de concentrația de impurități în semiconductor și de profilul oxidului [63]. Aceste date servesc pentru o proiectare optimă a structurii.



Fig. 6.54. — Gravarea chimică a oxidului sub mască pentru realizarea unei raze de curbură a profilului acestuia cît mai mare.

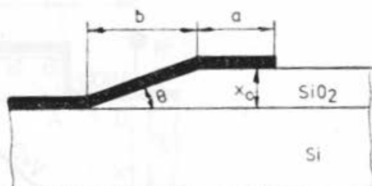


Fig. 6.55. — Profil rampă al oxidului pentru dioda Schottky planară, cu protecție de margine.

Notațiile pentru principalii parametri, geometrici și de material, sînt (fig. 6.52): x_0 — grosimea oxidului; r_0 — raza structurii (structură circulară); a — distanța de extindere a anodului peste oxid; b — distanța dintre anod și electrodul de gardă; ρ — rezistivitatea materialului semiconductor (parametru echivalent cu N_B — concentrația de impurități).

Adăugînd la aceștia și tensiunea de polarizare, V_R, rezultă un număr mare de mărimi independente. Din dorința de a da o utilizare generală rezultatelor obținute prin calculul numeric, toate dimensiunile geometrice ale structurii au fost normalizate la grosimea regiunii de sarcină spațială în zona plană (centrală) a structurii x_d, dată de relația

$$x_d = \sqrt{(2K_S\varepsilon_0/q)\cdot(V_R/N_B)}, \quad (6.135)$$

unde $K_S\varepsilon_0$ este constanta dielectrică a siliciului, iar q — sarcina electronului. De asemenea, parametrii V_R și N_B nu au fost variați independent, ci numai ca raport V_R/N_B, conform modului în care ei determină valoarea parametrului de normalizare x_d. Introducînd în relația (6.135) valorile constantelor K_S (siliciu), ε_0 și q, aceasta devine

$$x_d(\mu\text{m}) = 1{,}14\sqrt{10^{15}\cdot(V_R/N_B)\,[\text{Vcm}^3]}. \quad (6.136)$$

Pentru comoditate de calcul, normalizarea dimensiunilor geometrice, menționată mai sus, s-a făcut la $x_d/1{,}14$ (și nu la x_d), rezultînd următoarele definiții pentru parametrii normalizați:

$$X = x/(x_d/1{,}14) = x/\sqrt{10^{15}\cdot(V_R/N_B)}; \quad (6.137)$$

$$X_0 = x_0/(x_d/1{,}14) = x_0/\sqrt{10^{15}\cdot(V_R/N_B)}; \quad (6.138)$$

$$R = r/(x_d/1{,}14) = r/\sqrt{10^{15}\cdot(V_R/N_B)}; \quad (6.139)$$

$$R_0 = r_0/(x_d/1{,}14) = r_0/\sqrt{10^{15}\cdot(V_R/N_B)}; \quad (6.140)$$

$$A = a/(x_d/1{,}14) = a/\sqrt{10^{15}\cdot(V_R/N_B)}; \quad (6.141)$$

$$B = b/(x_d/1{,}14) = b/\sqrt{10^{15}\cdot(V_R/N_B)}, \quad (6.142)$$

în care parametrul V_R/N_B se exprimă în Vcm³. Cîmpul electric $\mathcal{E}$ se normalizează la valoarea cîmpului electric în centrul structurii (zona plană) dat de

$$\mathcal{E}_0 = \sqrt{(2q/K_S\varepsilon_0)\, V_R N_B}\,. \qquad (6.143)$$

Ecuaţiile de definire a mărimilor de normalizare x_d şi $\mathcal{E}_0$, (6.135) şi (6.143), sînt valabile la polarizări mult mai mari decît diferenţa internă de potenţial (0,4÷0,6), condiţie îndeplinită cu prisosinţă în cazul polarizării inverse uzuale. În cele ce urmează se prezintă rezultatele calculului numeric efectuat pentru aflarea distribuţiei de cîmp/potenţial electric în funcţie de parametrii structurii [61 63].

Grosimea oxidului (x_0). Grosimea oxidului, descrisă de parametrul normalizat X_0, definit de relaţia (6.138), este un parametru relativ uşor controlabil tehnologic şi care influenţează sensibil distribuţia de cîmp electric în semiconductor, la suprafaţă. În figura 6.56 este reprezentată distribuţia cîmpului electric rezultată din calculul numeric pentru o structură, avînd următoarele valori ale parametrilor constanţi:

$$V_R/N_B = 10^{-15}\,\mathrm{Vcm^3}; \quad x_d/1{,}14 = 1\ \mu\mathrm{m}; \quad R_0 = 0; \quad A = 2; \quad B = 5$$

şi trei valori ale parametrului variat X_0, $X_0 = 0{,}10$; $0{,}15$; $0{,}50$.

În toate calculele efectuate s-a considerat o rază de curbură a electrodului metalic în punctul A (fig. 6.52) egală cu $x_0/4$.

Se observă că pe măsură ce grosimea oxidului scade, maximul principal al cîmpului din dreptul punctului A scade, dar creşte maximul secundar din dreptul punctului C; pentru toate situaţiile considerate maximul principal rămîne mai mare decît cel secundar. Curbele din figura 6.56 arată că, principial,

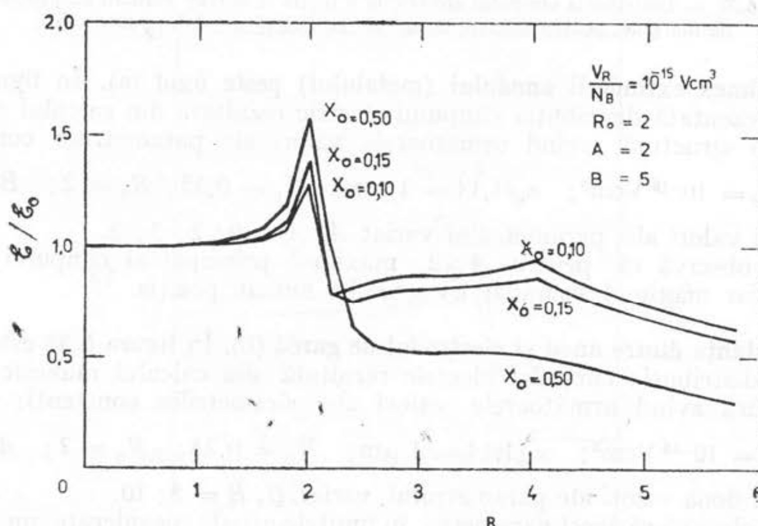


Fig. 6.56. — Distribuţia cîmpului electric la o diodă Schottky planară cu protecţie de margine, pentru diferite grosimi ale oxidului.

ar putea să existe o grosime de oxid optimă, la care cele două maxime să fie egale şi, în consecinţă, tensiunea de străpungere să fie maximă. Calculele au arătat că această posibilitate există, însă la grosimi de oxid de 500 Å, destul de departe de posibilităţile de control tehnologic, în producţie, al acestui parametru.

Este interesant și important să se remarce faptul că, fără să se poată atinge valoarea tensiunii de străpungere a structurii plane (ceea ce ar reveni la $\mathscr{E} < \mathscr{E}_0$ pe toată linia OAK) extinderea electrodului metalic peste oxid influențează în sens pozitiv (de creștere) tensiunea de străpungere a dispozitivului; această influență devine importantă chiar la grosimi foarte mici de oxid (sub 0 15 μm).

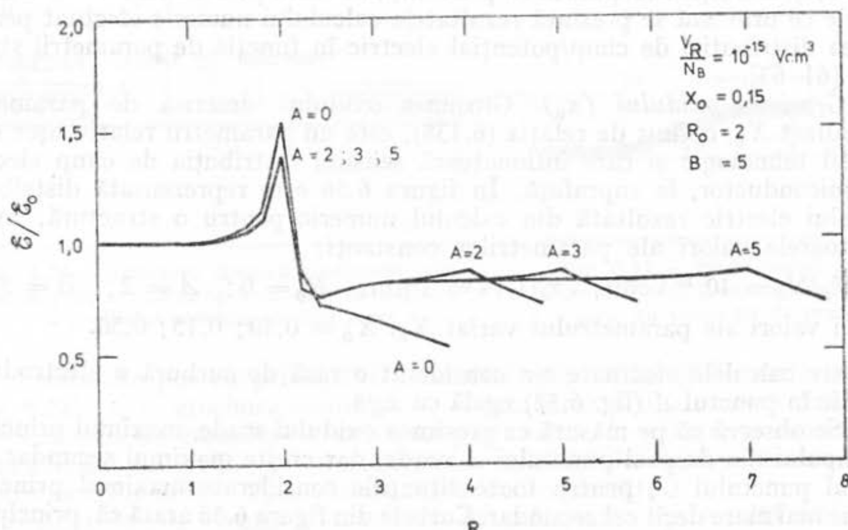


Fig. 6.57. — Distribuția cîmpului electric la o diodă Schottky planară cu protecție de margine, pentru diferite lățimi ale extinderii anodului peste oxid.

Lățimea extinderii anodului (metalului) peste oxid (a). În figura 6.57 este reprezentată distribuția cîmpului electric rezultată din calculul numeric pentru o structură, avînd următoarele valori ale parametrilor constanți:

$$V_R/N_B = 10^{-15}\ \mathrm{Vcm^3};\quad x_d/1{,}14 = 1\ \mu\mathrm{m};\quad X_0 = 0{,}15;\quad R_0 = 2;\quad B = 5$$

și pentru valori ale parametrului variat A, $A = 0; 2; 3; 5$.

Se observă că pentru $A \geqslant 2$, maximul principal al cîmpului nu este afectat, iar maximul secundar își schimbă numai poziția.

Distanța dintre anod și electrodul de gardă (b). În figura 6.58 este reprezentată distribuția cîmpului electric rezultată din calculul numeric pentru o structură avînd următoarele valori ale parametrilor constanți:

$$V_R/N_B = 10^{-15}\ \mathrm{Vcm^3};\quad x_d/1{,}14 = 1\ \mu\mathrm{m};\quad X_0 = 0{,}25;\quad R_0 = 2;\quad A = 2,$$

și pentru două valori ale parametrului variat B, $B = 5; 10$.

Se observă că acest parametru, în limitele uzuale considerate, nu influențează cele două maxime ale cîmpului electric.

Concentrația de impurități (N_B). În figura 6.59 este reprezentată, fără folosirea parametrilor normalizați, distribuția cîmpului electric rezultată din calculul numeric pentru o structură polarizată la $V_R = 50$ V, avînd:

$$x_0 = 0{,}15\ \mu\mathrm{m};\quad r_0 = 2\ \mu\mathrm{m};\quad a = b = 5\ \mu\mathrm{m},$$

și:

$$N_B = 5 \cdot 10^{16}\ \mathrm{cm^{-3}};\quad 5 \cdot 10^{17}\ \mathrm{cm^{-3}}.$$

Se observă că maximul principal al cîmpului electric scade odată cu creşterea concentraţiei de impurităţi. Trebuie să se ţină seamă, însă, de faptul că creşterea concentraţiei de impurtăţi a substratului este limitată superior de considerentele de obţinere a efectului redresor la contactul metal-semiconductor [1].

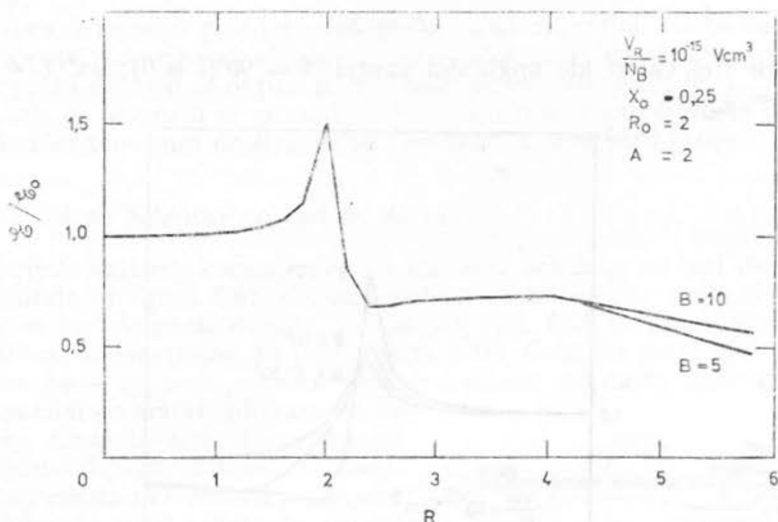


Fig. 6.58. — Distribuţia cîmpului electric la o diodă Schottky planară cu protecţie de margine, pentru două valori ale distanţei dintre anod şi electrodul de gardă.

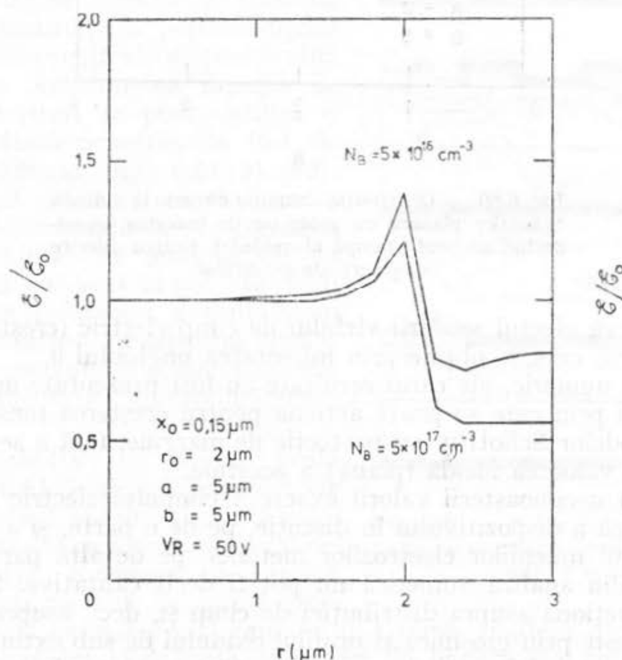


Fig. 6.59. — Distribuţia cîmpului electric la o diodă Schottky planară cu protecţie de margine, pentru două valori ale concentraţiei de impurităţi.

Profilul oxidului. S-a analizat influenţa unui profil rampă al oxidului (fig. 6.55); rezultatele calculelor sînt prezentate în figura 6.60 pentru parametrii:

$$V_R/N_B = 10^{-15}\,\mathrm{Vcm^3};\quad x_d/1{,}14 = 1\,\mu\mathrm{m};\quad X_0 = 0{,}25;\quad R_0 = 2;\quad A = 2;\quad B = 5,$$

şi pentru trei valori ale unghiului pantei: $\theta = 90°(l = 0)$; $14°$ ($l = 1\,\mu$m); $6{,}5°$ ($l = 3\,\mu$m).

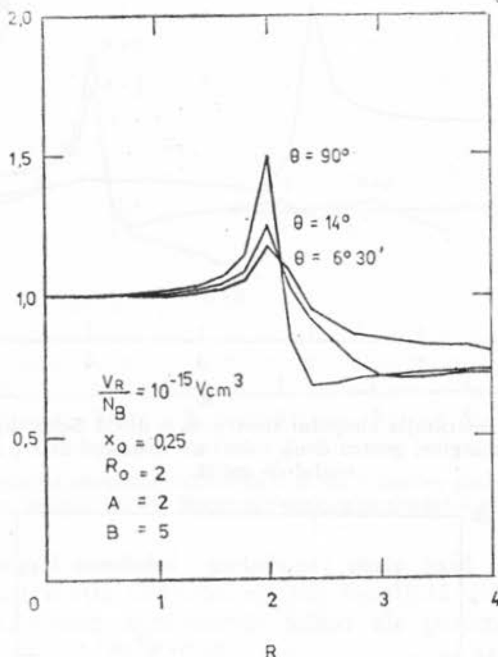


Fig. 6.60. — Distribuţia cîmpului electric la o diodă Schottky planară cu protecţie de margine, considerînd un profil rampă al oxidului, pentru diferite unghiuri ale profilului.

Se observă efectul scăderii vîrfului de cîmp electric (creşterea tensiunii de străpungere) care se obţine prin micşorarea unghiului θ.

Calculul numeric, ale cărui rezultate au fost prezentate mai sus, indică mai multe căi prin care se poate acţiona pentru creşterea tensiunii de străpungere a diodelor Schottky cu protecţie de margine, fără a se putea obţine în nici un fel valoarea ideală (plană) a acestuia.

Datorită necunoaşterii valorii exacte a cîmpului electric critic în geometria specifică a dispozitivului în discuţie, pe de o parte, şi a incertitudinii privind profilul muchiilor electrozilor metalici, pe de altă parte, indicaţiile care rezultă din analiza numerică nu pot fi decît calitative. Singurul mod eficace de a acţiona asupra distribuţiei de cîmp şi, deci, asupra tensiunii de străpungere, este prin grosimea şi profilul oxidului de sub extinderea electrodului metalic-anod. Din curbele prezentate (fig. 6.56) rezultă că, pentru tensiuni de străpungere mari, grosimea oxidului trebuie să fie cît mai mică, valoarea minimă fiind impusă, în prezent, de considerente tehnologice. Acest rezul-

tat este, aparent, în contradicție cu cel obținut la joncțiunea *pn* cu electrod de cîmp (paragraful 6.3.1) care impunea o grosime minimă a oxidului. Analogia este greșită deoarece la dioda Schottky modul de modelare, corespunzător realității constructive, prevede o rază de curbură a „colțului" metalului variabilă, în funcție de grosimea oxidului, și nu constantă, cum este x_J la joncțiunea *pn*.

În ceea ce privește profilul oxidului s-a văzut că profilul rampă cu unghi cît mai ascuțit favorizează obținerea tensiunilor mari de străpungere. Un astfel de profil de oxid se obține prin tehnici de gravare speciale.

În cele ce urmează se prezintă alte soluții constructive, unele reușind să obțină chiar tensiunea de străpungere maximă, a structurii plane.

6.4.2. Diode Schottky cu inel de gardă

Diferitele variante constructive ale diodelor Schottky cu inel de gardă sînt prezentate în figura 6.61. Cel mai utilizat procedeu este acela al diodei Schottky cu inel de gardă difuzat, simplu [64] (fig. 6.61 *a*), procedeu similar cu cel utilizat la joncțiunea *pn* (vezi figura 6.34). Condiția prevăzută pentru joncțiunea *pn* — $x_{J2} > x_{J1}$ — este ușor îndeplinită la dioda Schottky deoarece, așa cum s-a arătat, adîncimea echivalentă x_{J1} tinde la zero. Dezavantajul utilizării inelului de gardă difuzat la diodele Schottky constă în faptul că joncțiunea *pn* a inelului de gardă, aflată în paralel cu contactul metal semiconductor, injectează purtători minoritari în substrat, pentru polarizarea directă a acesteia, determinînd înrăutățirea performanțelor de comutație/frecvență ale dispozitivului.

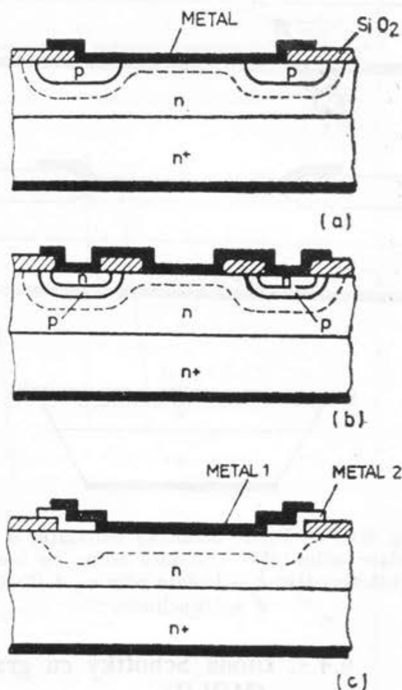


Fig. 6.61. — Diode Schottky cu inel de gardă: *a* — difuzat simplu; *b* — dublu difuzat; *c* — metalic.

Pentru a preîntîmpina injecția de purtători minoritari se poate utiliza o structură de diodă Schottky cu inel de gardă dublu difuzat (fig. 6.61 *b*) [65]. Practic, această structură constă dintr-un contact metal-semiconductor, în regiunea centrală, înconjurat pe margini de un tranzistor npn cu baza în gol. În felul acesta, la orice polarizare a contactului metal-semiconductor, tranzistorul bipolar este blocat. Dezavantajul acestei structuri constă în dificultatea procesului tehnologic.

Dioda Schottky cu inel de gardă metalic (fig. 6.61 *c*) elimină procesele de difuzie și, implicit, nu mai prezintă joncțiuni *pn* în paralel cu contactul metal-semiconductor [1]. Regiunea de sarcină spațială de sub metalul de gardă (metalul 2) este mai extinsă decît regiunea de sarcină spațială de sub electrodul central (metalul 1) datorită diferenței de barieră de potențial ($\Phi_{B2} > \Phi_{B1}$). Trebuie remarcat că această diferență nu poate fi făcută prea mare, astfel că posibilitățile acestui procedeu sînt restrînse.

6.4.3. Diode Schottky corodate

În figura 6.62 se prezintă cîteva variante de diode Schottky corodate. Dioda Schottky corodată adînc (fig. 6.62 *a*) realizează o tensiune de străpungere ridicată prin asigurarea unei raze de curbură mari pentru electrodul metalic. Procedeul este eficient din punct de vedere electric dar, tehnologic, procesul de corodare — proces chimic — determină contaminarea suprafeței semiconductorului [66]. Procedeul corodării adînci poate fi combinat și cu procedeul inelului de gardă rezistiv — conform figurii 6.62 *b* [67]. Extremitatea structurii se desfășoară pe stratul epitaxial de înaltă rezistivitate (n^-), determinînd micșorarea cîmpului electric din această zonă.

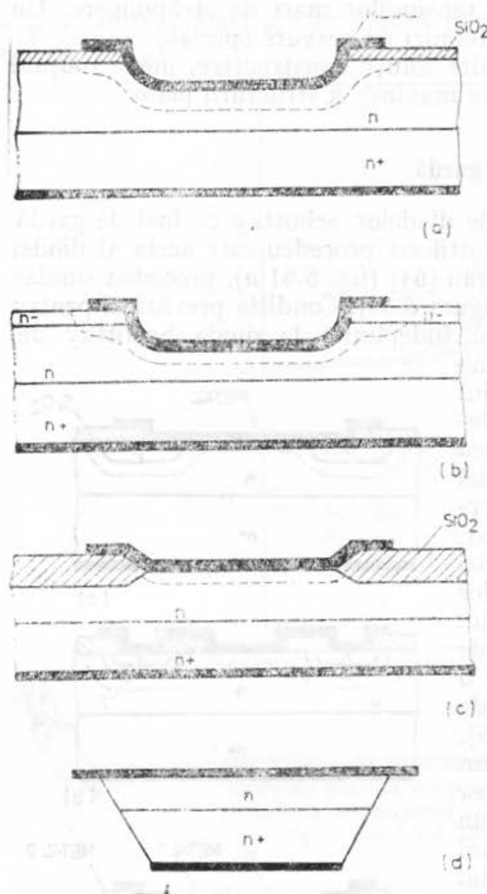


Fig. 6.62. — Diode Schottky corodate: *a* — corodate adînc; *b* — corodate adînc cu inel de gardă rezistiv; *c* — izolate prin oxid (LOCOS); *d* — trunchiate.

O altă variantă de diodă Schottky corodată este cea prezentată în figura 6.62 *c*, denumită diodă Schottky cu izolare prin oxid, realizată prin tehnica oxidării locale (LOCOS). Aici corodarea semiconductorului nu se face chimic, ci prin consumul de semiconductor (siliciu) în procesul de oxidare termică locală [68]. Procesul poate fi asemănat cu tehnica corodării/bizotării cu unghi negativ utilizată la joncțiunea *pn*.

În figura 6.62 *d* se prezintă o diodă Schottky trunchiată [69] realizată prin tehnică de corodare/bizotare cu unghi pozitiv; la fel ca la joncțiunile *pn* supuse aceluiași procedeu, străpungerea are loc în volum, obținîndu-se tensiunea de străpungere maximă (plană) corespunzătoare substratului utilizat.

6.4.4. Dioda Schottky cu gradient lateral al concentrației de impurități (MOLD)

Această structură permite obținerea tensiunii de străpungere maximă (plană) utilizînd numai procedee tehnologice planare [60, 70—73]. Structura este prezentată în figura 6.63. Denumirea MOLD provine de la denumirea structurii în limba engleză din lucrarea originală, „*M*etal-*O*verlap *L*aterally-*D*iffused".

Structura este realizată pe un strat epitaxial slab dopat (n^-) crescut pe un substrat puternic dopat (n^+). În regiunea centrală a structurii se reali-

zează, prin difuzie, o zonă n. Metalul care reprezintă anodul este depus atît peste zona n cît şi peste o porţiune inelară din stratul epitaxial n ; metalul este depus şi peste oxid conform procedeului descris pentru dioda Schottky cu protecţie de margine. Elementul definitoriu al structurii este variaţia de concentraţie de impurităţi la suprafaţa siliciului („gradient lateral"). În regiunea centrală a structurii contactul metal-semiconductor se realizează

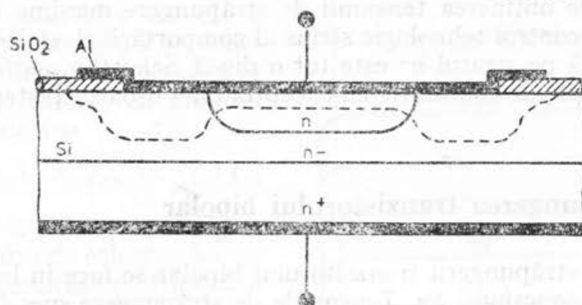


Fig. 6.63. — Dioda Schottky cu gradient lateral al concentraţiei de impurităţi (MOLD).

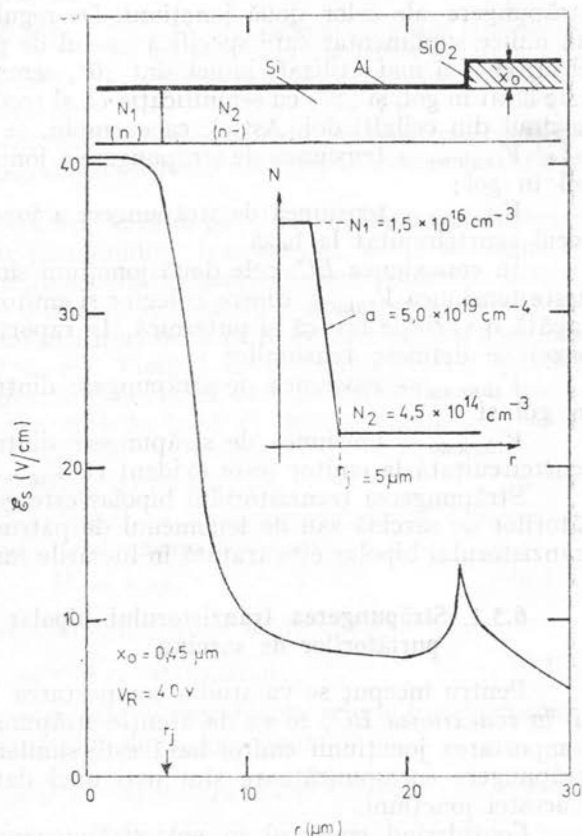


Fig. 6.64. — Distribuţia cîmpului electric la suprafaţa siliciului într-o diodă Schottky cu gradient lateral al concentraţiei de impurităţi.

pe o zonă de siliciu mai dopată cu impurităţi decît în zona marginală. Ca urmare, cîmpul electric din zona centrală nu mai este afectat de efecte de margine. Distribuţia cîmpului electric la suprafaţa siliciului este prezentat în figura 6.64. În zona centrală a structurii se consideră o concentraţie de

impurități constantă, $N_1 = 1{,}5 \cdot 10^{16}$ cm^{-3}, iar în zona slab dopată tot o concentrație constantă ,dar de valoare $N_2 = 4{,}5 \cdot 10^{14}$ cm^{-3}. Trecerea de la o zonă la cealaltă se face gradat liniar cu panta $a = 5 \cdot 10^{19}$ cm^{-4}. Se observă că în dreptul colțului metalic al anodului apare o intensificare a cîmpului (≈ 15 V/ /μm), dar aceasta rămîne mai mică decît valoarea cîmpului electric din zona plană (≈ 40 V/μm).

În afară de obținerea tensiunii de străpungere maxime (plană), structura permite un control tehnologic strîns al comportării electrice. Zona inelară a diodei realizată pe stratul n^- este tot o diodă Schottky, astfel că se mențin toate proproietățile de comutație cu excepția unei ușoare creșteri a capacității de barieră.

6.5. Străpungerea tranzistorului bipolar

Modelarea străpungerii tranzistorului bipolar se face în legătură directă cu străpungerea joncțiunii *pn*. Tensiunile de străpungere specifice se definesc în raport cu conexiunea în care lucrează tranzistorul. Astfel, în conexiunea *BC* (bază comună) se definesc tensiunile $V_{(BR)CB}$ și $V_{(BR)EB}$ ca fiind tensiunile de străpungere ale celor două joncțiuni. De regulă, aceste notații mai conțin un indice suplimentar care specifică modul de polarizare a celui de-al treilea electrod. Cei mai utilizați indici sînt „0", semnificînd că al treilea electrod este lăsat în gol, și „S", cu semnificația că al treilea electrod este scurtcircuitat la unul din ceilalți doi. Astfel, ca exemplu, se definesc:

$V_{(BR)CBO}$ — tensiunea de străpungere a joncțiunii colector-bază cu emitorul în gol;

$V_{(BR)CBS}$ — tensiunea de străpungere a joncțiunii colector-bază cu emitorul scurtcircuitat la bază.

În conexiunea *EC*, cele două joncțiuni sînt practic înseriate și se definește tensiunea $V_{(BR)CE}$, dintre colector și emitor, la care curentul de colector capătă o variație bruscă și puternică. În raport cu condițiile de polarizare a bazei se definesc tensiunile:

$V_{(BR)CEO}$ — tensiunea de străpungere dintre colector și emitor cu baza în gol și

$V_{(BR)CEO}$ — tensiunea de străpungere dintre colector și emitor cu baza scurtcircuitată la emitor (este evident că $V_{(BR)CBS} \equiv V_{(BR)CES}$).

Străpungerea tranzistorului bipolar este generată de multiplicarea purtătorilor de sarcină sau de fenomenul de pătrundere. Problema străpungerii tranzistorului bipolar este tratată în lucrările fundamentale [1, 74—76].

6.5.1. Străpungerea tranzistorului bipolar prin efectul multiplicării purtătorilor de sarcină

Pentru început se va studia comportarea la străpungere a tranzistorului în *conexiunea BC*; se va da atenție străpungerii joncțiunii colector-bază. Comportarea joncțiunii emitor-bază este similară, doar valorile tensiunii de străpungere corespunzătoare sînt mai mici datorită dopării mai puternice a acestei joncțiuni.

Considerînd emitorul în gol, străpungerea tranzistorului prin multiplicarea purtătorilor de sarcină are loc prin ***multiplicarea în avalanșă*** a purtătorilor de sarcină care traversează joncțiunea colector-bază; ca urmare

$$I_C = MI_{CBO}. \tag{6.144}$$

Deci, tensiunea de străpungere $V_{(BR)CBO}$ se definește ca fiind(*)

$$V_{(BR)CBO} = V_{CB}|_{M\to\infty(I_E=0)}. \qquad (6.145)$$

Conform cu relația (6.116), expresia factorului de multiplicare este

$$M = 1/[1 - (V_{CB}/V_{(BR)CBO})^n]. \qquad (6.146)$$

În cazul polarizării directe a joncțiunii emitor-bază ($I_E \neq 0$), joncțiunea colector-bază este traversată de un curent mai mare; ca urmare, relația (6.144) devine

$$I_C = M(\alpha_F I_E + I_{CBO}). \qquad (6.147)$$

Se observă că, pentru $I_E =$ = const., curentul de colector devine infinit tot în condițiile multiplicării în avalanșă ($M \to \infty$). De aceea

$$V_{(BR)CB} = V_{CB}|_{M\to\infty(I_E\neq 0)} = V_{(BR)CBO}. \qquad (6.148)$$

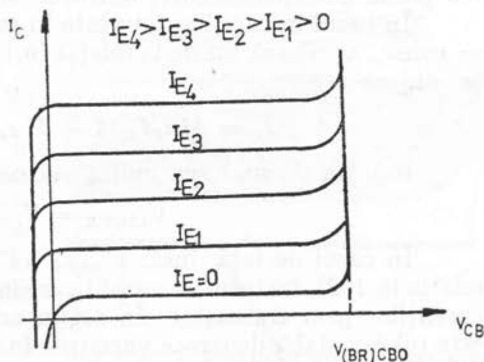


Fig. 6.65. – Caracteristicile statice în conexiune *BC* ale unui tranzistor bipolar pentru a pune în evidență tensiunea de străpungere $V_{(BR)CBO}$.

În concluzie, tensiunea de străpungere colector-bază, prin efectul multiplicării purtătorilor de sarcină, este independentă de mărimea curentului de emitor și se notează $V_{(BR)CBO}$; acest lucru este pus în evidență grafic în figura 6.65.

În *conexiunea EC*, în condiții de bază în gol ($I_B = 0$), apare un fenomen nou de cuplare a funcționării joncțiunilor. Într-adevăr, în acest regim de polarizare a tranzistorului, joncțiunea emitor-bază este ușor polarizată direct; din condiția de menținere $I_B = 0$ sau, echivalent, $I_C = I_E$, curentul de colector capătă valori infinite la tensiuni mai mici decît cele necesare pentru a asigura multiplicarea în avalanșă ($M = \infty$). Plecînd de la relația (6.147) valabilă în orice conexiune, întrucît descrie fenomenul fizic de multiplicare a purtătorilor de sarcină la joncțiunea colector-bază și punînd condiția $I_C = I_E$, rezultă

$$I_C = M I_{CBO}/(1 - M\alpha_F). \qquad (6.149)$$

Relația de mai sus indică faptul că străpungerea, adică $I_C \to \infty$, se obține pentru o *valoare finită a factorului de multiplicare*

$$M = 1/\alpha_F; \qquad (6.150)$$

deci, tensiunea de străpungere corespunzătoare se definește

$$V_{(BR)CEO} = V_{CE}|_{M\to 1/\alpha_F(I_B=0)}. \qquad (6.151)$$

Pe baza relației (6.146) se stabilește următoarea relație între tensiunile de străpungere corespunzătoare celor două conexiuni

$$V_{(BR)CEO} = V_{(BR)CBO}\sqrt[n]{1-\alpha_F} = V_{(BR)CBO}/\sqrt[n]{1+\beta_F}; \qquad (6.152)$$

în relația de mai sus s-a ținut seama de faptul că tensiunea de polarizare a joncțiunii emitor-bază este foarte mică și, ca urmare, s-a neglijat.

(*) Se va considera un tranzistor npn pentru care, la străpungere, tensiunile V_{CB} și V_{CE} sînt pozitive.

Trebuie remarcat că tensiunea $V_{(BR)CBO}$ din relația (6.152) se referă la străpungerea plană a joncțiunii colector-bază, deoarece fenomenul de tranzistor, prezent prin factorul α_F, se manifestă în regiunea centrală (plană) a tranzistorului [74]. În acest caz și expresia (6.146) a factorului M trebuie să țină seama de distribuția de cîmp/potențial electric din această regiune. Tensiunea $V_{(BR)CBO}$ definită de relația (6.145) este, de regulă, mai mică decît valoarea plană corespunzătoare, datorită curburii joncțiunii, stării suprafeței etc.

În cazul în care baza nu este în gol, ci este polarizată cu un curent $I_B =$ const., se pleacă tot de la relația (6.147) în care se înlocuiește $I_E = I_C + I_B$; se obține

$$I_C = M\alpha_F I_B/(1 - M\alpha_F) + MI_{CBO}(1 - M\alpha_F). \tag{6.153}$$

Relația de mai sus indică aceeași condiție de străpungere, adică

$$V_{(BR)CE} = V_{CE}|_{M \to 1/\alpha_F (I_B \neq 0)}. \tag{6.154}$$

În cazul de față, însă, $V_{(BR)CE} \neq V_{(BR)CEO}$ deoarece, așa cum rezultă din relația (6.152), factorul de amplificare în curent, β_F, este dependent de mărimea curenților prin tranzistor. În regim activ normal, dependența $V_{(BR)CE} - I_B$ este relativ slabă deoarece variațiile în limite normale ale lui β_F sînt atenuate de radicalul de ordin n ($n \approx 4 ... 7$), vezi relația (6.152). Diferențe mari apar în polarizare inversă a joncțiunii emitor-bază unde factorul β_F scade apreciabil, devenind chiar mai mic decît unitatea. În acest caz tensiunea $V_{(BR)CE}$ crește apreciabil atingînd chiar valoarea $V_{(BR)CBO}$. Acest lucru este ușor de explicat fizic. De exemplu, pentru curent $I_B \approx -I_{CBO}$ se îndeplinește condiția $V_{BE} = 0$ și dispare efectul de tranzistor (adică injecția de purtători în bază); în acest caz străpungerea are loc prin multiplicare în avalanșă ($M \to \infty$) la joncțiunea colector-bază. Rezultă, deci

$$V_{(BR)CES} = V_{(BR)CE}|_{V_{BE}=0 (I_B \approx -I_{CBO})} = V_{(BR)CBO}. \tag{6.155}$$

Îndată ce se pornește străpungerea, curentul de colector crește, odată cu el crește și β_F și, ca urmare, tensiunea de străpungere scade către $V_{(BR)CEO}$. Se obține o regiune a caracteristicilor cu rezistență diferențială negativă.

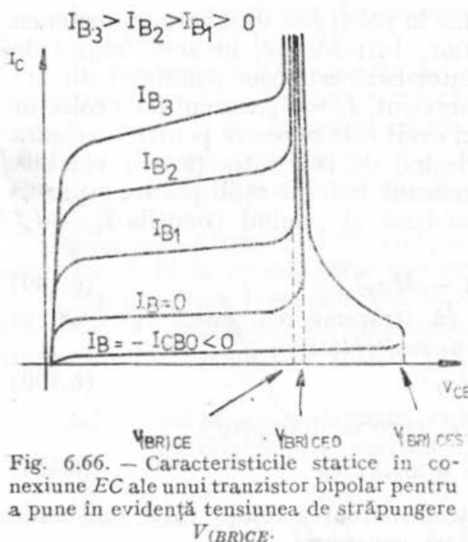


Fig. 6.66. — Caracteristicile statice în conexiune *EC* ale unui tranzistor bipolar pentru a pune în evidență tensiunea de străpungere $V_{(BR)CE}$.

Considerațiile privind dependența tensiunii $V_{(BR)CE}$ de mărimea curentului I_B sînt prezentate grafic în figura 6.66. Forma acestor caracteristici precum și condiția de străpungere $M \to 1/\alpha_F$ au făcut ca în unele lucrări tensiunea $V_{(BR)CE}$ să se denumească tensiune de susținere, iar fenomenul implicat să nu fie definit ca străpungere. Confuzia provine din înțelegerea străpungerii în mod unilateral, ca fiind generată numai de multiplicarea în *avalanșă, infinită*, a purtătorilor de sarcină. Or, străpungerea trebuie înțeleasă ca un fenomen electric extern, de creștere bruscă și puternică a curentului odată cu creșterea tensiunii. Așa cum s-a văzut, în conexiune *EC*, străpungerea, adică $I_C \to \infty$, se obține și pentru multiplicări finite ($M \to 1/\alpha_F$).

6.5.2. Străpungerea tranzistorului bipolar prin efectul de pătrundere

Efectul de pătrundere sau emisia peste barieră prin efect de cîmp longitudinal a fost studiată în paragraful 6.1.3. Conexiunea tipică a tranzistorului care pune în evidență acest efect este conexiunea *EC*. S-a arătat că tensiunea de străpungere prin efectul de pătrundere este slab afectată de polarizarea joncțiunii emitor-bază, deci

$$V_{(BR)CE} = V_{(BR)CEO} \approx V_{PTO}. \quad (6.156)$$

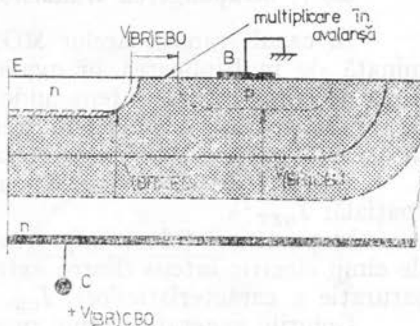


Fig. 6.67. — Tranzistor *npn* în conexiune *BC* și regim de pătrundere, la limita tensiunii de străpungere $V_{(BR)CBO}$.

Atunci cînd tranzistorul se află în conexiune *BC* cu emitorul în gol, tensiunea de străpungere $V_{(BR)CBO}$ nu mai este determinată de efectul de pătrundere. Pentru a înțelege procesele care apar se urmărește figura 6.67. Atunci cînd tensiunea V_{CB} capătă valoarea $V_{(BR)CEO} = V_{PTO}$, regiunea de sarcină spațială a joncțiunii colector-bază atinge emitorul. Această atingere nu determină creșterea curentului, ca în conexiunea *EC*, deoarece emitorul este în gol. Străpungerea ulterioară nu poate avea loc decît prin multiplicare în avalanșă. Crescînd mai departe tensiunea V_{CB} (și presupunînd că între timp cîmpul maxim de aici nu devine critic), regiunea de sarcină spațială se extinde spre emitor care capătă, astfel, o polarizare pozitivă (prin acumulare de electroni). Ca urmare, în vecinătatea contactului bazei (menținut la zero volți) apare o regiune golită în care cîmpul electric este puternic, datorită concentrației mari de impurități de aici; se atinge ușor cîmpul critic și, în acest loc, apare multiplicarea în avalanșă (atunci tensiunea pe această regiune golită este $V_{(BR)EBO}$. În acest fel, vezi și figura 6.67, relația dintre tensiuni devine

$$V_{(BR)CBO} = V_{(BR)CEO} + V_{(BR)EBO}. \quad (6.157)$$

Pentru tranzistoare de tensiuni de străpungere nu prea mici, se poate neglija $V_{(BR)EBO}$ din relația de mai sus, relație care devine

$$V_{(BR)CBO} \approx V_{(BR)CEO}. \quad (6.158)$$

Relațiile (6.152) și (6.158) permit decelarea rapidă a mecanismului care concură la străpungerea unui tranzistor bipolar, adică multiplicarea purtătorilor sau, respectiv, pătrunderea.

6.6. Străpungerea tranzistorului MOS

Fenomenele care determină străpungerea tranzistoarelor MOS sînt:

— multiplicarea purtătorilor de sarcină în regiunea de sarcină spațială a joncțiunii drenă-substrat, joncțiune controlată de poartă și

— acțiunea tranzistorului bipolar sursă-substrat-drenă.

Prima categorie de fenomene se întîlnește la orice tranzistor MOS. A doua categorie devine importantă în special la tranzistoarele cu canal scurt. Nu se poate da o lungime a canalului, de graniță, între cele două categorii

de fenomene. Pentru a determina valoarea reală a tensiunii de străpungere se alege cea mai mică dintre valorile tensiunii de drenă care asigură străpungerea pentru fiecare dintre fenomene considerate separat. În cele ce urmează, pentru exemplificare se va considera un tranzistor MOS cu canal *n*.

6.6.1. Străpungerea tranzistorului MOS cu canal lung

În cazul tranzistoarelor MOS cu canal lung, străpungerea este determinată de multiplicarea în avalanșă ($M \to \infty$) a purtătorilor de sarcină. Zona de cîmp electric intens unde are loc această multiplicare este regiunea de sarcină spațială a joncțiunii drenă-substrat (fig. 6.68). Purtătorii care intră în această regiune sînt de două categorii:

a) purtători electron-gol generați termic în această regiune de sarcină spațială, I_{GEN};

b) purtători (electroni) proveniți din canal care traversează regiunea de cîmp electric intens dintre extremitatea canalului și drenă (în regimul de saturație a caracteristicilor), I_{CN}.

Golurile generate termic precum și golurile generate prin multiplicare de către oricare din purtătorii listați mai sus sînt colectate de către substrat și creează curentul I_{SUB}.

În absența multiplicării purtătorilor ($M = 1$), curentul de drenă este dat de

$$I_D = I_{CN} + I_{GEN} \approx I_{CN}. \tag{6.159}$$

În apropierea străpungerii, efectul multiplicării purtătorilor de sarcină determină modificarea relației de mai sus

$$I_D = M_{CN} I_{CN} + M_G I_{GEN}, \tag{6.160}$$

unde M_{CN} este factorul de multiplicare în cîmpul electric longitudinal dintre extremitatea canalului și drenă, și M_G — factorul de multiplicare în cîmpul electric din regiunea de sarcină spațială a joncțiunii drenă-substrat.

Străpungerea tranzistorului MOS, adică $I_D \to \infty$, se obține pentru oricare din condițiile

$$M_{CN} \to \infty \text{ sau } M_G \to \infty. \tag{6.161}$$

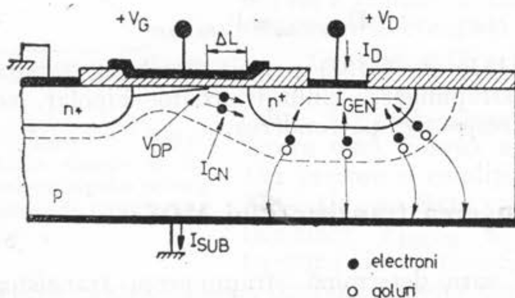


Fig. 6.68. — Regiunile de multiplicare a purtătorilor de sarcină la un tranzistor MOS.

Condiția $M_{CN} \to \infty$ și, implicit, valoarea tensiunii de străpungere corespunzătoare, sînt dependente de mărimea tensiunii pe poartă (V_G). Acest lucru se explică prin micșorarea cîmpului electric longitudinal, într-o primă

aproximaţie egal cu $(V_D - V_{DP})/\Delta L$ (vezi figura 6.68); într-adevăr, la creşterea tensiunii V_G are loc creşterea tensiunii de saturaţie V_{DP} fără a se influenţa sensibil scurtarea canalului, ΔL. Ca urmare, tensiunea de străpungere (V_{BR}) creşte (relativ slab) odată cu creşterea tensiunii V_G; acest lucru este ilustrat în figura 6.69 *a*.

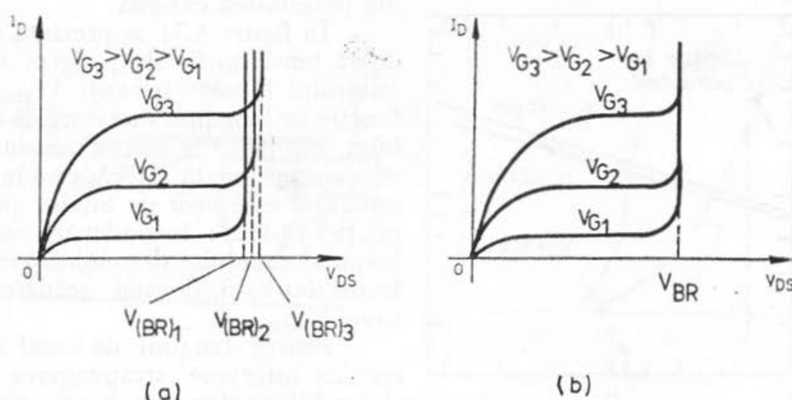


Fig. 6.69. – Caracteristicile statice de ieşire ale unui tranzistor MOS pentru cazul în care străpungerea este generată de: *a* – multiplicarea curentului de canal; *b* – multiplicarea curentului de generare.

Străpungerea generată de multiplicarea curentului de generare ($M_G \to \infty$) se identifică cu străpungerea joncţiunii planare drenă-substrat. Valoarea maximă a cîmpului electric în acest caz are loc în regiunea curbă sau de suprafaţă a joncţiunii din partea drenei neacoperită de poartă. Într-adevăr, aşa cum s-a arătat în paragraful 6.3.1, efectul porţii duce la micşorarea cîmpului electric din vecinătatea ei. Atunci, aşa cum se arată în figura 6.69 *b*, tensiunea de străpungere corespunzătoare nu depinde de tensiunea V_G.

Pentru cea mai mare parte a tranzistoarelor MOS cu canal lung, străpungerea se datoreşte multiplicării purtătorilor din canal [1, 77, 78].

6.6.2. Probleme specifice ale străpungerii tranzistoarelor MOS cu canal scurt

Principala limitare în străpungere a tranzistoarelor MOS cu canal scurt o constituie acţiunea tranzistorului bipolar parazit sursă-substrat-drenă. Considerînd sursa legată la substrat, acest tranzistor este aparent blocat. În realitate, la tranzistoarele MOS cu canal scurt scade şi grosimea bazei tranzistorului bipolar parazit. Urmărind figura 6.70 se observă că o parte

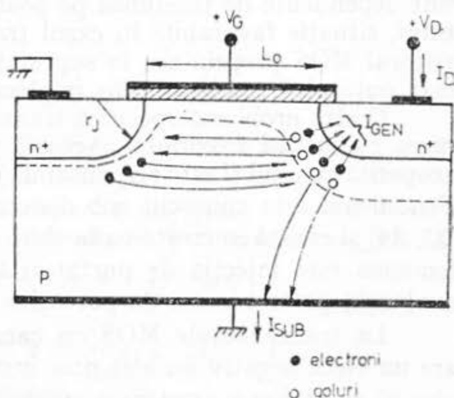


Fig. 6.70. – Acţiunea parazită a tranzistorului bipolar sursă-substrat-drenă.

a golurilor din curentul de generare (I_{GEN}) al joncţiunii drenă-substrat sînt colectate de sursă (emitorul tranzistorului parazit). Trecerea golurilor generate termic dinspre drenă spre sursă determină o pozitivare locală a substra-

tului datorită rezistenței electrice nenule a acestuia. Ca urmare, joncțiunea sursă-substrat se polarizează direct și injectează electroni în substrat care sînt apoi colectați de drenă; în felul acesta tranzistorul bipolar parazit se află în regiunea activă normală. Așa cum se cunoaște din paragraful 6.5.1 tensiunea de străpungere a acestui tranzistor este practic $V_{(BR)CEO}$ și, nicidecum $V_{(BR)CBO} = V_{(BR)DSO}$ așa cum ar rezulta din polarizarea externă.

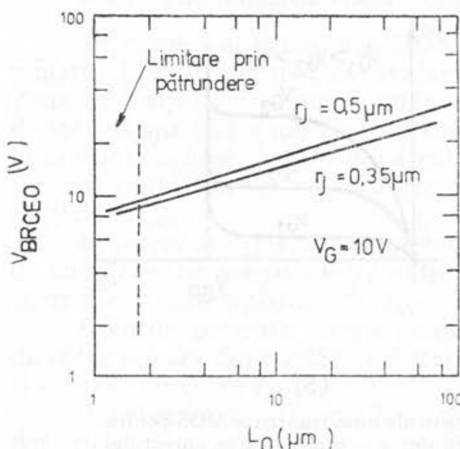


Fig. 6.71. — Tensiunea de străpungere a tranzistorului bipolar parazit în funcție de lungimea metalurgică a canalului.

În figura 6.71 se prezintă dependența tensiunii de străpungere a tranzistorului bipolar parazit, $V_{(BR)CEO}$, în funcție de lungimea metalurgică a canalului, L_0 [79]. Scăderea tensiunii de străpungere odată cu scăderea lungimii canalului este ușor de înțeles pe baza relației (6.152); într-adevăr, scăderea lungimii canalului determină creșterea factorului β_F și, de aici, scăderea tensiunii $V_{(BR)CEO}$.

Pentru lungimi de canal submicronice intervine străpungerea tranzistorului bipolar parazit prin mecanismul de pătrundere; acest efect a fost studiat în paragraful 6.1.3. În condițiile specifice tranzistoarelor MOS, efectul de pătrundere trebuie completat cu posibilitatea controlului prin tensiunea de poartă a curentului din structură [80]. Această posibilitate a fost utilizată pentru a transforma pătrunderea într-un efect util [81, 82]. În acest caz, tranzistorul bipolar este realizat pe substrate slab dopate care asigură o limitare a curentului de pătrundere prin efectul sarcinii spațiale. Acest curent (slab dependent de tensiunea de drenă datorită limitării) se adună la curentul prin canal, rezultînd o sporire a curentului de drenă. Întrucît ambele componente sînt dependente de tensiunea pe poartă rezultă o creștere a pantei tranzistorului, situație favorabilă în cazul tranzistoarelor MOS cu canal scurt. Tranzistorul MOS propriu-zis, la suprafață, este realizat pe „substrat" cu dopare mai puternică, realizat prin implementare ionică.

O altă problemă specifică tranzistoarelor MOS cu canal scurt este încărcarea cu sarcini a oxidului. Această problemă se întîlnește la orice joncțiune acoperită cu oxid și este responsabilă de instabilitatea tensiunii de străpungere. Fenomenul este cunoscut sub denumirea de „fuga" tensiunii de străpungere [83, 84] și constă în creșterea în timp a tensiunii de străpungere. Cauza acestui fenomen este injecția de purtători fierbinți (energizați prin multiplicare în avalanșă) peste bariera de potențial de la interfața SI-SIO_2 [85].

La tranzistoarele MOS cu canal scurt, încărcarea oxidului cu sarcini are un efect negativ nu atît prin instabilitatea tensiunii de străpungere (mai ales că se obține o creștere a acesteia!), ci mai ales prin degradarea funcționării normale a dispozitivului [86, 1]. În figura 6.72 *a* se prezintă sursele de electroni fierbinți — cu energie crescută — care pot genera injecție de sarcini în oxid; acestea sînt: (1) electronii din canal, (2) electronii generați termic în regiunea golită, și (3) electronii proveniți în urma multiplicării (ionizare prin șoc).

O mică parte din acești electroni trec peste bariera de potențial a sistemului Si-SiO_2 și ajung în oxid; dintre aceștia, o parte sînt colectați de poartă, dar cealaltă parte sînt prinși în oxid de centrii de captură. Electronii captați de oxid reprezintă un ecran față de efectul sarcinilor pozitive de pe poartă ($V_G > 0$ pentru un tranzistor MOS cu canal n). Ca urmare crește tensiunea

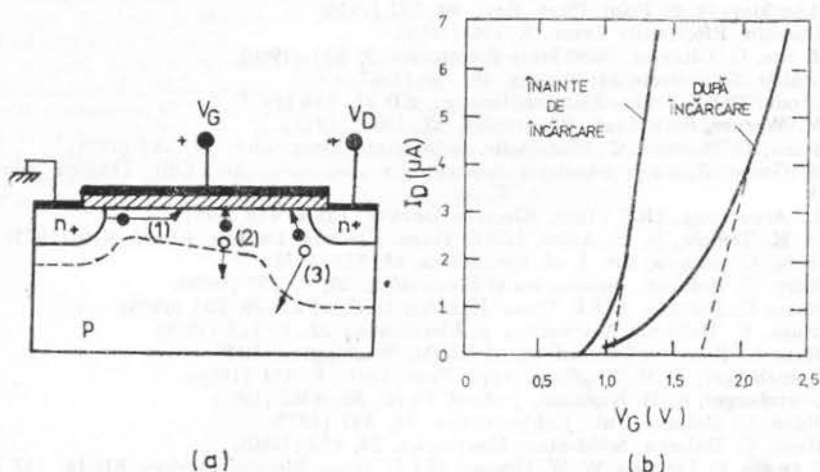


Fig. 6.72. – Efectul încărcării oxidului asupra caracteristicii de transfer a unui tranzistor MOS: *a* – sursele de electroni fierbinți; *b* – caracteristica statică de transfer înainte și după încărcarea oxidului.

de prag (V_T) și scade conductanța mutuală; acest lucru este observabil în figura 6.72 *b*.

Pentru a preîntîmpina acest efect se face apel la tehnologie în sensul reducerii numărului de centri de captură. Din punct de vedere al regimului de lucru se limitează puternic valorile tensiunilor de drenă pentru a se lucra la cîmpuri electrice reduse și implicit pentru a se micșora posibilitatea injecției de purtători în oxid.

Bibliografie

1. S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, J. Wiley, New York, 1981.
2. K. K. Thornber, J. Appl. Phys., **52**, 279 (1981).
3. A. G. Chynoweth, Phys. Rev., **109**, 1537 (1958).
4. R. Van Overstraeten, H. DeMan, Solid-State Electron., **13**, 583, (1970).
5. C. A. Lee, R. A. Logan, R. L. Batdorf, J. J. Kleimack, W. W. Wiegman, Phys. Rev. **A**, 36, 761 (1964).
6. J. L. Moll, R. Van Overstraeten, Solid-State Electron., **6**, 147 (1963).
7. W. N. Grant, Solid-State Electron, **16**, 1189, (1973).
8. G. V. Mânduțeanu, Int. J. of. Electron., **56**, 555 (1984).
9. G. V. Mânduțeanu, E. St. Lakatoș, Automatica și Electronica, **24**, *4*, 141 (1980).
10. C. R. Crowell, S. M. Sze, Appl. Phys. Letts., **9**, 242 (1966).
11. A. Timotin, Automatica și Electronica., **28**, 130 (1984).
12. G. V. Mânduțeanu, IEEE Trans. on Electron Devices, **ED-32**, 2492 (1985).
13. R. A. Kokora, R. L. Davies, IEEE Trans. on Electron Devices, **ED-13**, 874 (1966).
14. T. Ogawa, J. Appl. Phys., Japan, **4**, 473 (1965).
15. C. Bulucea, D. Prisecaru, IEEE Trans. on Electron Devices, **ED-20**, 692 (1973).
16. C. T. Sah, R. N. Noyce, W. Shockley, Proc. IRE, **45**, 1228 (1957).
17. L. D. Landau, E. M. Lifșiț, Mecanica cuantică, Edit. Tehnică, București, 1965.